

**Université de Montréal**

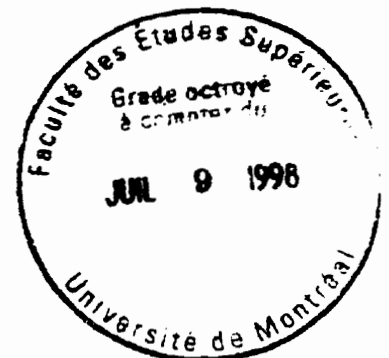
**Potentiel de découverte d'un boson de Higgs lourd avec le détecteur  
ATLAS**

**par  
Pierre Savard  
Département de physique  
Faculté des arts et des sciences**

**Thèse présentée à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)  
en physique**

**Décembre, 1997**

**© Pierre Savard, 1997**





National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file Votre référence*

*Our file Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-35637-X

**Université de Montréal  
Faculté des études supérieures**

**Cette thèse intitulée:**

**Potentiel de découverte d'un boson de Higgs lourd avec le détecteur  
ATLAS**

**présentée par:**

**Pierre Savard**

**a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:**

<b>Claude Leroy,</b>	<b>président-rapporteur</b>
<b>Georges Azuelos,</b>	<b>directeur de recherche</b>
<b>Hannes Jeremie,</b>	<b>membre du jury</b>
<b>Michael Wertheimer,</b>	<b>membre du jury</b>
<b>Jean-Michel Poutissou,</b>	<b>examineur externe</b>

**Thèse acceptée le: 21 mai 1998**

## Sommaire

L'un des buts principaux du LHC "Large Hadron Collider" et du détecteur ATLAS, au CERN, est l'élucidation du mécanisme de brisure de symétrie électrofaible et la recherche du boson de Higgs. Les stratégies de recherche du Higgs dépendent de sa masse, qui demeure inconnue. Cette thèse présente une évaluation du potentiel de découverte d'un Higgs lourd ( $600 \text{ GeV} < M_H < 1 \text{ TeV}$ ) à l'aide des signaux  $H \rightarrow WW \rightarrow \nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  avec le détecteur ATLAS.

Des simulations détaillées du détecteur basées sur le logiciel GEANT du CERN sont utilisées pour évaluer plusieurs efficacités de reconstruction du signal et de ses bruits de fond principaux,  $t\bar{t}$  et  $W$ +jets. En particulier, des études de reconstruction de jets dans la région avant du calorimètre ( $2.0 < |\eta| < 5.0$ ), du veto de jets dans la région centrale ( $|\eta| < 2.0$ ) et de la reconstruction de la masse invariante d'une paire de jets ( $W \rightarrow \text{jet-jet}$ ) sont présentées. Ces études sont aussi effectuées avec une modélisation précise du bruit d'empilement présent dans l'environnement à haute luminosité du LHC.

Les résultats de la thèse montrent qu'un Higgs lourd pourrait être découvert après trois années d'opération du LHC à basse luminosité ( $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$ ) avec le signal  $H \rightarrow WW \rightarrow \nu jj$ . Le signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  quant à lui, nécessiterait plus d'une année à haute luminosité ( $10^5 \text{ pb}^{-1}$ ) pour être clairement identifié.

Mots clés: Boson de Higgs, Higgs Lourd, LHC, ATLAS, Bosons Vectoriels, Calorimétrie, Monte Carlo.



## Abstract

One of the main goals of the Large Hadron Collider (LHC) and of the ATLAS detector at CERN is to understand the mechanism that underlies the breaking of electroweak symmetry. To do this, different strategies have been developed to search for the Higgs. This thesis evaluates the discovery potential of ATLAS for a heavy Higgs ( $600 \text{ GeV} < M_H < 1 \text{ TeV}$ ) using the  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  and  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  channels.

Detailed simulations of the detector response are used to estimate the reconstruction efficiencies of the signal and main backgrounds,  $t\bar{t}$  et  $W$ +jets. In particular, studies of the reconstruction of forward jets ( $2.0 < |\eta| < 5.0$ ), the veto of central jets ( $|\eta| < 2.0$ ) and the reconstruction of  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  are presented. These studies are also done with a detailed modelling of pile-up noise in the high luminosity environment of the LHC.

The results presented in this thesis demonstrate that a heavy Higgs would be discovered after 3 years of low luminosity ( $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$ ) operation of the LHC with the  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  signal. The  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  signal would require more than one year at high luminosity ( $10^5 \text{ pb}^{-1}$ ) to be clearly identified.

Key words: Higgs boson, Heavy Higgs, LHC, ATLAS, Vector bosons, Calorimetry, Monte Carlo.

## Contribution personnelle aux travaux présentés dans la thèse

Les travaux présentés dans cette thèse ont en général été réalisés avec l'aide de collaborateurs. Afin d'identifier clairement mon apport personnel à ce travail en vue de l'obtention du grade de Ph.D., j'indique ci-dessous les détails de ma participation.

- Chapitre 4:

- J'ai produit seul tous les résultats de simulation MC avec pions et électrons dans ce chapitre. J'ai collaboré avec deux étudiants de l'Université d'Alberta, Rob Davis et Dugan O'Neil, pour les résultats de simulation MC qui ont rapport aux jets. Pour ce dernier travail, j'évalue ma contribution à environ 50%. Ces résultats sont inclus dans une note de calorimétrie ATLAS (CAL-089, auteurs Davis, O'Neil et Savard). La géométrie GEANT utilisée dans ces études fut écrite par G. Azuelos et B. Lorazo.
- J'ai participé aux tests en faisceaux du mois de juillet et septembre 1996 du prototype du calorimètre hadronique bouchon au CERN. À l'époque, deux personnes étaient chargées de l'analyse des données: Dieter Striegel (étudiant de MPI) et moi-même. Des transparents traitant des analyses préliminaires que j'ai effectuées sont disponibles au CERN (groupe HEC, automne 96). J'ai aussi produit et analysé la première itération de données GEANT MC du montage expérimental. La géométrie GEANT fut écrite par Denis Salihagic. Ma participation aux analyses a pris fin en octobre 96 car j'ai accepté de rédiger

des sections du Technical Design Report. Les analyses se sont poursuivies par la suite et ont été raffinées par d'autres personnes. Les résultats de tests en faisceaux présentés dans la thèse étaient les plus récents au moment de l'écriture et sont ceux du groupe HEC, plus particulièrement Dubna, MPI et Mainz.

- Chapitre 5: ce chapitre est basé sur deux notes de calorimétrie ATLAS et sur les résultats du TDR. Ce sont les notes CAL-084 (auteurs Davis et Savard) et CAL-089 (auteurs Davis, O'Neil et Savard). Pour le TDR, j'ai collaboré avec Rob Davis et Pierre Petrof. J'évalue ma contribution à ces travaux à 50%.
- Chapitre 6: Ce chapitre se divise en deux parties. La première partie traite de l'étiquetage de jets avant. Le programme de simulation pour ces études fut écrit par Peter Loch. J'ai effectué seul l'analyse des résultats. J'ai effectué seul les travaux relatifs à la deuxième partie.
- Chapitre 7: Ce chapitre est basé en partie sur la note de calorimétrie CAL-092 (auteur: Savard). Il contient aussi d'autres résultats que j'ai été seul à produire.
- Chapitre 8: Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés en collaboration avec Georges Azuelos et Luc Poggioli. J'évalue ma contribution personnelle à plus de 50%.

## Table des matières

Sommaire . . . . .	iii
Abstract . . . . .	iv
Contribution personnelle aux travaux présentés dans la thèse . . . . .	v
Table des matières . . . . .	vii
Liste des tableaux . . . . .	xiii
Liste des figures . . . . .	xviii
REMERCIEMENTS . . . . .	xxviii
Introduction . . . . .	1
Chapitre 1: Aspects théoriques . . . . .	7
1.1 Le Modèle Standard . . . . .	8
1.1.1 La brisure de symétrie électrofaible . . . . .	10
1.1.2 Génération de la masse pour les fermions et la matrice CKM . . . . .	17
1.2 Limites à la masse du boson de Higgs . . . . .	18
1.2.1 L'unitarité . . . . .	19
1.2.2 La trivialité . . . . .	20
1.2.3 La stabilité du vide . . . . .	21

1.2.4	Les problèmes de hiérarchie et de théories “non-naturelles”	22
1.3	Théorie d’un Higgs lourd . . . . .	23
1.3.1	L’Approximation des W effectifs . . . . .	23
1.3.2	Le Théorème d’équivalence de Goldstone . . . . .	24
1.3.3	Croisements, isospin et théorèmes de basse énergie . . . . .	25
1.4	Conclusion du chapitre de théorie . . . . .	25
Chapitre 2: La Phénoménologie du Higgs Lourd . . . . .		27
2.1	Les modes de recherche d’un Higgs lourd . . . . .	28
2.1.1	$H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ . . . . .	30
2.1.2	$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . . . . .	31
2.1.2.1	Cinématique . . . . .	34
2.2	Isolation des signaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . . .	35
Chapitre 3: Le LHC et le Détecteur ATLAS . . . . .		42
3.1	Le Grand Collisionneur Hadronique (LHC) . . . . .	43
3.2	Le détecteur ATLAS . . . . .	46
3.2.1	Le spectromètre à muons . . . . .	48
3.2.2	Le système de calorimétrie . . . . .	50
3.2.3	Le trajectomètre interne . . . . .	54
3.2.4	DAQ et déclenchement . . . . .	55

<b>Chapitre 4: La calorimétrie et la reconstruction de jets . . . . .</b>	<b>59</b>
<b>4.1 Principes de Calorimétrie. . . . .</b>	<b>59</b>
4.1.1 Les mécanismes d'absorption électromagnétique . . . . .	60
4.1.2 Mécanismes impliquant l'interaction forte. . . . .	63
4.1.3 La compensation . . . . .	64
<b>4.2 Performances et optimisation du calorimètre hadronique bouchon</b>	<b>65</b>
4.2.1 Description du calorimètre . . . . .	65
4.2.2 Études d'optimisation . . . . .	67
4.2.2.1 Résultats Monte Carlo avec pions. . . . .	68
4.2.3 Résultats pour les jets . . . . .	72
4.2.3.1 Effets externes . . . . .	72
4.2.3.2 La résolution en énergie du calorimètre bouchon pour les jets. . . . .	75
4.2.3.3 Comportement des constantes de calibration . . . .	78
4.2.4 Géométrie du Technical Design Report . . . . .	79
<b>4.3 Tests en faisceaux . . . . .</b>	<b>80</b>
4.3.1 Résultats pour les électrons . . . . .	83
4.3.2 Résultats pour les pions . . . . .	84
<b>4.4 Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>86</b>
<b>Chapitre 5: Le Bruit d'Empilement et la Reconstruction des Jets . . . .</b>	<b>88</b>

5.1	Événements minimum bias . . . . .	89
5.2	Le bruit d'empilement dans les calorimètres d'ATLAS . . . . .	90
5.2.1	Production d'événements d'empilement . . . . .	90
5.3	Résultats . . . . .	93
5.3.1	Résultats de CAL-084 avec la géométrie de la Proposition Technique. . . . .	94
5.3.2	Comparaison avec des méthodes approximatives . . . . .	99
5.3.2.1	Niveau particules . . . . .	99
5.3.2.2	Méthode équivalente . . . . .	101
5.3.2.3	Conclusion sur les méthodes approximatives . . .	103
5.3.3	Études pour le Rapport Technique . . . . .	105
5.4	Reconstruction de jets avec bruit d'empilement . . . . .	110
5.4.1	La résolution en énergie . . . . .	111
5.4.2	Influence du bruit d'empilement sur l'échelle d'énergie . . .	114
5.5	Conclusion du chapitre . . . . .	116
Chapitre 6: L'étiquetage des jets dans la région avant et veto de jets . .		118
6.1	L'Étiquetage des jets dans la région avant . . . . .	118
6.1.1	Production et reconstruction des événements . . . . .	118
6.1.2	Résultats . . . . .	122
6.2	Le veto de jets . . . . .	123

6.3	Conclusion du chapitre . . . . .	125
Chapitre 7: La Reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$ . . . . .		132
7.1	La reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$ . . . . .	132
7.1.1	Algorithmes et programmes de simulations . . . . .	133
7.1.2	Résolution en masse . . . . .	138
7.1.2.1	$W$ de bas $p_T$ . . . . .	138
7.1.2.2	$W$ de $p_T$ moyen (80-250 GeV) . . . . .	142
7.1.2.3	$W$ de haut $p_T$ (250-500 GeV) . . . . .	146
7.1.3	Relation entre les échelles de masse et d'énergie . . . . .	151
7.1.4	Reconstruction de la masse du top . . . . .	160
7.1.5	L'échelle d'énergie des jets et la masse du top . . . . .	163
7.2	Discussion des résultats . . . . .	172
7.2.1	La reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$ . . . . .	172
7.2.2	La reconstruction du top . . . . .	175
7.3	Implications pour le signal du Higgs lourd . . . . .	177
7.3.1	Autres études sur la reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$ . . . . .	178
7.3.1.1	Le profil des jets . . . . .	179
7.3.1.2	La polarisation du $W$ . . . . .	180
7.4	Conclusion . . . . .	181



Chapitre 8: Le potentiel de découverte d'un Higgs lourd avec ATLAS . .	184
8.1 Résultats pour $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ avec coupures centrales élevées	185
8.1.1 Discussion des résultats de la section 8.1 . . . . .	194
8.2 Résultats $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ avec coupures centrales basses . . . .	197
8.2.1 Résultats avec le test de Kolmogorov-Smirnov . . . . .	200
8.2.2 Conclusion pour $M_H > 800$ GeV . . . . .	201
8.3 Résultats $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ pour $M_H = 600$ GeV . . . . .	202
8.4 Lissages de la masse et de la largeur du Higgs . . . . .	204
8.5 Résultats $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . . . . .	205
8.5.1 Conclusion pour le signal $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . . . . .	210
Conclusion . . . . .	221
Annexe A: Cinématique de la collision pp . . . . .	xxx
Annexe B: Le Test de Kolmogorov-Smirnov . . . . .	.xxxii
Bibliographie . . . . .	xxxiv

## Liste des tableaux

1	Leptons et Quarks dans le Modèle Standard . . . . .	9
2	Nombres quantiques des fermions . . . . .	10
3	Les bosons du Modèle Standard . . . . .	10
4	Sections efficaces pour les signaux et bruits de fond . . . . .	33
5	Sections efficaces au LHC . . . . .	45
6	Objectifs de performance pour les détecteurs du LHC . . . . .	47
7	Termes constants et termes d'échantillonnages pour GCALOR et GEANT-FLUKA comparés aux résultats de la note ATLAS CAL- 083. . . . .	78
8	Résolution pour des jets de 40 GeV $E_T$ avec deux ensembles de coupures GEANT différentes. . . . .	78
9	Cartes utilisées pour la production d'événements minimum bias avec Pythia. . . . .	89
10	Bruit d'empilement moyen (GeV, énergie transverse) dans des tours $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \pi/32$ pour trois régions en $\eta$ . . . . .	94

11	Différence en pourcentage entre le rms $E_T$ mesuré et le résultat non-corrélé longitudinalement pour des aires différentes centrées à $\eta=0.3$ . . . . .	97
12	Différence en pourcentage entre le rms $E_T$ mesuré et le résultat non-corrélé longitudinalement pour des aires différentes centrées à $\eta = 2.3$ . . . . .	98
13	Probabilité qu'une tour du calorimètre contienne plus qu'un certain seuil en $E_T$ pour deux régions en $\eta$ et pour trois cônes différents à la luminosité nominale du LHC. . . . .	98
14	Probabilité qu'un cône de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times \pi/128$ contienne plus qu'un certain seuil en $E_T$ à $\eta = 0.3$ pour la simulation complète et la méthode équivalente . . . . .	103
15	Probabilité qu'un cône de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \pi/32$ contienne plus qu'un certain seuil en $E_T$ à $\eta = 0.3$ pour la simulation complète et la méthode équivalente . . . . .	104
16	Probabilité qu'un cône $\Delta R=0.45$ contienne plus qu'un certain seuil en $E_T$ pour deux valeurs en $\eta$ pour la simulation complète et la méthode équivalente . . . . .	104
17	Bruit d'empilement moyen dans des tours $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \pi/32$ pour trois régions en $\eta$ . . . . .	106
18	Résultats pour W de bas $p_T$ . . . . .	142
19	Résultats pour W de $p_T$ W Moyen. . . . .	146
20	Résultats pour W de haut $p_T$ . Voir prochaine section pour les détails concernant l'application de la correction linéaire (corr. lin.).	151

21	Résultats pour le quark top. . . . .	163
22	Comparaison de l'efficacité de reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$ entre la simulation complète avec DICE et la simulation rapide avec ATLFAST. . . . .	177
23	L'efficacité de reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$ avec simulation complète pour le cas sans bruit d'empilement, et avec bruit d'empilement à haute luminosité. . . . .	178
24	Coupures "élevées" en $p_T$ pour $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ . . . . .	185
25	Efficacités pour le signal avec les coupures centrales élevées en $p_T$ comparées aux résultats de Zmushko et al. . . . .	186
26	L'efficacité des coupures en $p_T$ élevées sur le signal et les bruits de fond principaux avec ATLFAST. L'astérisque(*) indique la méthode qui a été retenue. . . . .	187
27	Les efficacités de veto de jets pour le signal comparées aux résultats de Zmushko et al. . . . .	188
28	Efficacités des coupures pour le signal ( $M_H=1$ TeV) et les bruits de fonds à basse luminosité. . . . .	189
29	Signification statistique et rapport signal sur bruit pour les coupures centrales en $p_T$ élevées pour un Higgs de 1 TeV. Ces résultats ont été obtenus avec ATLFAST. . . . .	190
30	Signification statistique et rapport signal sur bruit pour les coupures centrales en $p_T$ élevées pour un Higgs de 800 GeV. Ces résultats ont été obtenus avec ATLFAST. . . . .	191

31	Signification statistique et rapport signal sur bruit en tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète sans bruit d'empilement. On montre aussi les résultats obtenus si on double ou triple les bruits de fond. . . . .	192
32	Signification statistique et rapport signal sur bruit en tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète avec bruit d'empilement. On montre aussi les résultats obtenus si on double les bruits de fond. . . . .	193
33	Coupures basses en $p_T$ pour $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ .	197
34	Efficacité des coupures pour le signal ( $M_H=1$ TeV) et les bruits de fonds pour les coupures en $p_T$ basses. . . . .	198
35	Efficacités des coupures pour le signal ( $M_H=600$ TeV) et les bruits de fonds à basse luminosité. . . . .	203
36	Signification statistique et rapport signal sur bruit en tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète avec bruit d'empilement pour $M_H=600$ GeV. On montre aussi les résultats obtenus si on double les bruits de fond. . . . .	204
37	Coupures abaissées en $p_T$ pour $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ avec $M_H=600$ GeV. . . . .	205
38	Coupures élevées en $p_T$ pour $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . . . . .	206
39	Efficacités des coupures pour le signal ( $M_H \geq 800$ GeV) et les bruits de fonds. On ne tient pas compte des efficacité obtenues avec simulations complètes. . . . .	207

- 40 Signification statistique et rapport signal sur bruit pour  $M_H=1000$  GeV. Pour chaque masse, la dernière rangée tiens compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète avec bruit d'empilement . . . . . 208
- 41 Signification statistique et rapport signal sur bruit en tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète avec bruit d'empilement pour  $M_H \geq 600$  GeV. On montre aussi les résultats obtenus si on double les bruits de fond. . . . . 209

## Liste des figures

1	Interaction ponctuelle (haut) et avec boson de jauge (bas). . . . .	11
2	La forme du potentiel de Higgs avec $\mu^2 > 0$ (à gauche) et $\mu^2 < 0$ (à droite). . . . .	13
3	Diagrammes de Feynman pour le processus $W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-$ . . . . .	20
4	Production du Higgs au LHC . . . . .	27
5	Sections Efficaces de Production du Higgs au LHC en fonction de sa masse (tiré de [20]). . . . .	28
6	Largeur et rapports d'embranchement du Higgs au LHC (tiré de [20]). . . . .	29
7	Énergie transverse manquante pour $H \rightarrow ZZ \rightarrow l l \nu \nu$ . . . . .	31
8	Variables cinématiques pour le Higgs . . . . .	38
9	Variables cinématiques pour le Higgs et bruits de fond . . . . .	39
10	Variables cinématiques pour le Higgs et bruits de fond . . . . .	40
11	Variables cinématiques pour le Higgs et bruits de fond . . . . .	41
12	Le LHC et ses détecteurs. . . . .	42
13	Coupe d'un dipôle du LHC. . . . .	44

14	Le détecteur ATLAS. . . . .	46
15	Le système à muons d'ATLAS. . . . .	49
16	Résolution en $p_T$ du système de muons. . . . .	50
17	Le système de calorimétrie d'ATLAS. . . . .	51
18	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	52
19	Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes. . . . .	53
20	Le calorimètre avant. . . . .	54
21	Le trajectomètre interne d'ATLAS. . . . .	55
22	La résolution en $p_T$ du trajectomètre interne. . . . .	56
23	L'architecture de déclenchement à trois niveaux d'ATLAS. . . . .	57
24	Le $dE/dx$ (tiré de Phys. Rev. D 54, 1996.) . . . . .	62
25	Schéma du calorimètre hadronique Bouchon d'ATLAS tel que présenté dans la Proposition Technique. . . . .	66
26	Cellule du calorimètre hadronique Bouchon d'ATLAS . . . . .	67
27	Résolution en énergie pour les pions . . . . .	68
28	Rapports $e/\pi$ . . . . .	69
29	Énergie déposée (unités arbitraires) longitudinalement. La courbe pleine est pour GEANT-FLUKA et la courbe pointillée est pour GHEISHA. . . . .	70



30	Énergie déposée en fonction du temps. En haut, la ligne pleine représente les prédictions de GEANT-FLUKA, la ligne avec tirets GHEISHA et la ligne pointillée GCALOR. En bas, la courbe supérieure est GEANT-FLUKA, la courbe au milieu est GHEISHA et la courbe du bas est GCALOR. . . . .	71
31	Énergie moyenne perdue dans le matériel en fonction de l'énergie du jet évaluée à $\eta=2.3$ . . . . .	73
32	RMS de l'énergie perdue dans le matériel en fonction de la racine carrée de l'énergie du jet . . . . .	74
33	L'effet du matériel et des fluctuations des jets sur la résolution en énergie à $\eta=2.3$ . . . . .	75
34	La résolution en énergie pour des jets identiques et des jets différents à $\eta=2.3$ . . . . .	76
35	Résolution en énergie du calorimètre bouchon. Les carrés représentent GCALOR et les cercles GEANT-FLUKA à $\eta=2.3$ . Les résultats du lissage sont donnés au tableau 7. . . . .	77
36	Résolutions obtenues en reconstruisant les jets avec des cônes de $\Delta R$ de 0.3, 0.5 et 0.7, avec GEANT-FLUKA. . . . .	79
37	Pourcentage de l'énergie dans les queues de distribution. Le lissage pour isoler les queues de distribution est une gaussienne asymétrique allant de -1.5 à 3.0 sigma. Comme référence, une gaussienne parfaite aurait 6.7% de ces événements à l'extérieur du cône. GEANT-FLUKA a servi à produire ces résultats. . . . .	80
38	Les valeurs des constantes de calibration pour les 7 sections longitudinales du calorimètre bouchon. . . . .	81

39	Géométrie du calorimètre hadronique bouchon présenté dans le TDR de calorimétrie argon liquide. . . . .	82
40	Schéma obtenu de GEANT du prototype du calorimètre hadronique bouchon utilisé lors des tests en faisceaux. . . . .	83
41	Signaux après mise en forme pour différentes valeurs de tension sur les électrodes. . . . .	84
42	Résultats préliminaires pour la résolution en énergie des électrons. . . . .	85
43	Linéarité de la réponse en énergie du calorimètre pour des électrons. (Tiré du TDR) . . . . .	86
44	La résolution en énergie des pions. . . . .	87
45	Nombre de particules secondaires chargées dans les événements minimum bias par unité de $\eta$ . . . . .	90
46	Nombre de particules secondaires neutres dans les événements minimum bias par unité de $\eta$ . . . . .	91
47	Signaux après mise en forme pour les différents calorimètres. . . . .	92
48	Le bruit d'empilement dans le baril en fonction de la racine carrée de l'aire du calorimètre dans lequel le bruit est évalué. . . . .	95
49	Le bruit d'empilement dans le bouchon en fonction de la racine carrée de l'aire du calorimètre dans lequel le bruit est évalué. . . . .	96
50	Bruit d'empilement pour simulation complète, niveau particules et méthode équivalente (voir section suivante), dans la région du bouchon. . . . .	100

51	Bruit d'empilement pour simulation complète, niveau particules et méthode équivalente (voir section suivante), dans la région du baril.	101
52	Spectre en énergie du bruit d'empilement pour la méthode équivalente (ligne pointillée) et la méthode complète (ligne continue). . . . .	102
53	Bruit d'empilement pour le baril . . . . .	107
54	Bruit d'empilement pour le bouchon . . . . .	107
55	Bruit d'empilement pour le calorimètre avant. . . . .	108
56	Bruit d'empilement pour les clusters électromagnétiques en fonction de $\eta$ . Il s'agit de clusters de 7x5 cellules (voir TDR). . . . .	108
57	Bruit d'empilement pour les clusters de jets en fonction de $\eta$ dans un cluster $0.8 \times 0.8$ ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ). Les triangles représentent le bruit dans les calorimètres hadroniques, les carrés, les calorimètres électromagnétiques et les cercles représentent le bruit total. . . . .	109
58	Bruit d'empilement avant et après coupures. . . . .	111
59	La résolution en énergie pour les jets dans un cône de $\Delta R=.5$ dans le calorimètre bouchon. . . . .	112
60	Résolution en énergie des jets de 40 et 120 GeV $E_T$ pour différentes coupures sur les cellules. . . . .	113
61	La résolution en énergie des jets avec bruit d'empilement à basse luminosité. . . . .	114
62	Évolution de l'échelle d'énergie en fonction de l'énergie du jet pour trois coupures différentes. . . . .	115

63	Évolution de l'échelle d'énergie en fonction des coupures pour des jets ayant des énergies transverses de 40 et 120 GeV. . . . .	117
64	Schéma d'organisation en tuiles en x et y des cellules de détection du calorimètre avant. . . . .	120
65	Le graphique en haut à gauche montre la signifiante de la cellule utilisée comme centre initial du jet. Le graphique en haut à droite montre la signifiante totale des cellules contenues dans un cône de $\Delta R=0.2$ . Le graphique en bas à gauche montre la signifiante totale du jet dans un cône de $\Delta R=0.4$ . La figure en bas à droite donne l'énergie transverse du jet . . . . .	126
66	Le graphique en haut montre l'énergie transverse moyenne des quarks avant en fonction de $\eta$ . Le graphique du bas donne l'efficacité d'étiquetage des jets pour la simulation complète et la simulation rapide, sans bruit d'empilement. . . . .	127
67	En haut:efficacités d'étiquetage avec bruit d'empilement pour différentes coupures en $p_T$ . En bas:l'efficacité d'étiquetage optimisée pour un taux de faux jets de 10% pour la région allant de $2.0 < \eta < 4.9$ . .	128
68	En haut:la coupure effective obtenue en $p_T$ pour une coupure fixe en énergie de 300 GeV. En bas:le nombre de quark ayant une énergie supérieure à 300 GeV sur le nombre de quarks ayant une énergie transverse supérieure à 15 GeV . . . . .	129
69	Comparaison de l'efficacité du veto de jets dans la région centrale obtenue avec la simulation complète et avec la simulation rapide ATLFast. . . . .	130

70	Comparaison de l'efficacité du veto de jets dans la région centrale obtenue avec la simulation complète sans bruit d'empilement, et avec la simulation complète avec bruit d'empilement à haute luminosité. . . . .	131
71	En haut:cinématique pour W de bas $p_T$ . En bas:cinématique pour W de $p_T$ moyen . . . . .	134
72	En haut:cinématique pour W provenant de $t\bar{t}$ . En bas:cinématique pour W provenant du Higgs lourd. . . . .	135
73	Résultats pour W de bas $p_T$ . . . . .	139
74	Résultats pour W de bas $p_T$ . . . . .	141
75	Résultats pour W de $p_T$ moyen. . . . .	143
76	Résultats pour W de $p_T$ moyen. . . . .	144
77	Résultats pour W de $p_T$ moyens. . . . .	145
78	Résultats pour W de haut $p_T$ . . . . .	147
79	Résultats pour W de haut $p_T$ . . . . .	148
80	Résultats pour W de haut $p_T$ . . . . .	149
81	Le rapport, pour des W de bas $p_T$ , de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du $p_T$ du W. . . . .	154
82	Le rapport, pour des W de $p_T$ moyen, de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du $p_T$ du W. . . . .	155
83	Le rapport, pour des W de haut $p_T$ , de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du $p_T$ du W. . . . .	156

84	Le rapport, pour des W de haut $p_T$ , de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du $p_T$ du W. . . . .	157
85	En haut:la distribution de la masse reconstruite du W après l'application d'une correction linéaire, fonction du $p_T$ du W. En bas:le rapport de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets une fois la correction appliquée. . . . .	158
86	Comparaison entre les résultats avec simulation complète et simulation rapide (ATLFAST) du rapport de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets. . . . .	159
87	Résultats pour le quark top. . . . .	164
88	Résultats pour le quark top. Les distributions de la masse du top des deux graphiques du bas furent obtenues avec la cinématique du quark b. . . . .	165
89	Résultats pour le quark top. . . . .	166
90	Résultats pour le quark top. L'échelle d'énergie est ajustée événement par événement en utilisant l'information provenant des partons. .	167
91	Résultats pour le quark top. L'échelle d'énergie est ajustée événement par événement en utilisant l'information provenant des partons. Les distributions de la masse du top furent obtenues en utilisant la cinématique du quark b. . . . .	168
92	Résultats pour le quark top. Les distributions de la masse du top furent obtenues en utilisant la cinématique du quark b. L'échelle d'énergie est obtenue en contraignant la masse du W à sa valeur générée. . . . .	169

93	Le rapport, pour des $W$ provenant du top, de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du $p_T$ du $W$ . . . . .	170
94	Le rapport de la masse du top reconstruite sur la masse du top générée en fonction du $p_T$ du $W$ . L'échelle d'énergie est obtenue en contraignant la masse du $W$ à sa valeur générée. Les quadri-vecteurs des quarks $b$ furent utilisés pour reconstruire la masse du quark top. . . . .	171
95	Le profil (voir texte) des jets utilisés pour la reconstruction de la masse invariante du $W$ . . . . .	180
96	L'asymétrie en énergie des jets utilisés pour la reconstruction de la masse du $W$ . Les graphiques de gauche sont obtenus avec les coupures centrales seulement. Ceux de droite sont obtenus après l'application d'une coupure sur la masse reconstruite. . . . .	183
97	La distribution de la masse reconstruite pour $M_H=1$ TeV. . . . .	195
98	Forme de la distribution de la masse reconstruite après l'imposition des coupures centrales en $p_T$ basses pour $M_H=1$ TeV. . . . .	199
99	Forme de la distribution de la masse reconstruite après l'imposition des coupures centrales en $p_T$ basses pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 1 TeV. Le bruit est ici constitué de $W$ +jets et $t\bar{t}$ . . . . .	211
100	Forme de la distribution de la masse reconstruite après l'imposition des coupures centrales en $p_T$ basses pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 800 GeV. Le bruit est ici constitué de $W$ +jets et $t\bar{t}$ . . . . .	212

101	Forme de la distribution de la masse reconstruite du bruit de fond après l'imposition des coupures centrales en $p_T$ basses pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. . . . .	213
102	Forme de la distribution de la masse reconstruite après l'imposition des coupures centrales en $p_T$ basses pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 1 TeV. . . . .	214
103	La distribution de la masse reconstruite pour $M_H=600$ GeV. . . .	215
104	Forme de la distribution de la masse reconstruite après la diminution en $p_T$ des coupures centrales pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 600 GeV. . . .	216
105	Distribution de masse reconstruite lissée pour le signal (à gauche) et pour le signal avec bruit de fond (à droite). On lisse la hauteur du signal et du bruit de fond ainsi que la valeur centrale du pic de masse du signal. . . . .	217
106	Distribution de masse reconstruite lissée pour le signal (à gauche) et pour le signal avec bruit de fond (à droite). On lisse la hauteur du signal et du bruit de fond ainsi que le paramètre $b$ , qui dépend de la largeur du pic du signal. . . . .	218
107	Forme de la distribution de la masse reconstruite pour $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ après l'imposition des coupures centrales en $p_T$ basses pour une coupure de 300 GeV sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 1 TeV. . . . .	219
108	Forme de la distribution de la masse reconstruite pour $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ après l'imposition des coupures centrales en $p_T$ basses pour une coupure de 300 GeV sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 800 GeV. . . . .	220



## REMERCIEMENTS

Je veux d'abord exprimer toute ma gratitude envers mon directeur de recherche Georges Azuelos. Ses précieux conseils et sa grande générosité ont été grandement appréciés.

Je remercie les membres du groupe ATLAS de l'Université de Montréal (Georges Azuelos, Gilles Beaudoin, Pierre Depommier, Claude Leroy et Bernard Lorazo) pour leur soutien constant.

Outre le groupe de Montréal, plusieurs personnes ont contribué de près ou de loin aux travaux présentés dans cette thèse: d'abord mes collègues canadiens Rob Davis, Dugan O'Neil et Margret Fincke-Keeler avec qui j'ai entrepris les travaux de modélisation du détecteur ainsi que Michel Lefebvre pour son aide et ces nombreux conseils. Ensuite, Peter Loch, qui a su me faire profiter de son expertise en calorimétrie et Pierre Petroff, qui a coordonné les études sur le bruit d'empilement pour le TDR. Je tiens aussi à remercier les responsables des groupes de calorimétrie d'ATLAS qui m'ont appuyé tout au long de mes travaux: Martine Bosman, Fabiola Gianotti, Laura Perini et Daniel Fournier. J'aimerais aussi mentionner mes collaborateurs du CERN avec qui j'ai travaillé sur le Higgs lourd: Marina Cobal, Davide Costanzo, Stefano Lami et Agostinho Gomes. Enfin, je remercie Daniel Froidevaux pour des discussions toujours très fructueuses et je désire aussi exprimer toute ma gratitude envers Luc Poggioli, responsable du groupe du Higgs lourd. Ses nombreux encouragements, ses critiques et ses suggestions ont grandement influencé mes travaux.

Je remercie mes amis du Laboratoire de Physique Nucléaire avec qui j'ai

passé de très bons moments ainsi que le personnel de soutien du Laboratoire, et en particulier: Richard Bornais, Danielle Carbonneau, Hélène Lamothe et Alain Levesque.

Je veux remercier mes parents, Madeleine et Guy ainsi que mon oncle Jean-Luc pour leur soutien. Enfin j'aimerais exprimer ma gratitude envers mon épouse Valérie pour ses encouragements et sa très grande compréhension.

## Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules et des interactions fondamentales a connu, depuis son élaboration à la fin des années soixante, des succès expérimentaux impressionnants. Parmi les grandes étapes de découvertes, on compte, entre autres, l'observation des courants neutres par l'expérience Gargamelle au début des années soixante-dix, la mise en évidence des interférences électrofaibles par PETRA et PEP, l'observation des bosons W et Z par UA1 et UA2 au début des années 80, en plus du grand nombre de mesures de précision effectuées au LEP depuis le début de la décennie. Avec la découverte du quark top à Fermilab en 1995, la seule particule du Modèle Standard qui échappe toujours aux recherches des expérimentateurs est le boson de Higgs.<sup>1</sup>

Malgré ses nombreux succès, le Modèle Standard reste à plusieurs égards insatisfaisant du point de vue théorique. À titre d'exemple, notons d'abord que les masses des fermions constituent 9 paramètres arbitraires<sup>2</sup> du modèle. Aussi, la hiérarchie des masses des fermions, qui s'assemblent en trois générations, demeure inexpliquée. En particulier, mentionnons l'écart considérable entre la masse du quark top (175 000 000 000 eV) et le neutrino le plus léger ( $m_\nu < 5$  eV). Ensuite, le mécanisme de la violation CP, intimement lié à la hiérarchie des masses des quarks, n'est toujours pas élucidé. Enfin, la dynamique de la brisure de symétrie électrofaible reste inconnue et sa réalisation actuelle dans le Modèle Standard suggère fortement que ce dernier n'est qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus vaste. Mentionnons aussi que le désir des physiciens d'unifier les interactions fondamentales fait apparaître d'autres lacunes du Modèle Standard,

---

<sup>1</sup>Le neutrino tau n'a pas encore été observé directement.

<sup>2</sup>la structure du Modèle Standard fait en sorte que la masse des neutrinos est nulle.

la plus évidente étant l'absence de la gravitation.

Pour remédier en partie à ces problèmes, deux types de théories ont été élaborés. Le premier type consiste à faire intervenir de nouveaux degrés de liberté. Ceci se fait en élargissant les groupes de symétrie faisant ainsi apparaître de nouvelles particules. Pour être en mesure de résoudre les problèmes relatifs au secteur de Higgs, cette nouvelle physique doit se manifester à l'ordre de  $\sim 1$  TeV. La théorie la plus populaire de cette catégorie de modèles est sans contredit la supersymétrie. Cette théorie prévoit des partenaires de spin 0 aux fermions du Modèle Standard et des partenaires de spin 1/2 aux bosons. De plus, la supersymétrie possède la caractéristique particulièrement intéressante d'unifier les constantes de couplages des forces électromagnétique, faible et forte à une énergie de  $\sim 10^{16}$  GeV.

Le second type de modèle est basé sur l'utilisation d'interactions fortes à une énergie de  $\sim 1$  TeV pour briser la symétrie électrofaible. La théorie la plus connue de ce type de modèle est la "technicouleur" qui est, en quelque sorte, une reproduction de QCD<sup>3</sup> à une échelle d'énergie élevée. Les théories appartenant à ce type de modèles souffrent cependant de plusieurs difficultés théoriques.

Les deux types de modèles suggèrent la présence d'une nouvelle physique autour du TeV. L'exploration de ce domaine d'énergie est susceptible de répondre à plusieurs questions relatives à la nature de la brisure de symétrie électrofaible et d'indiquer si, et comment, s'effectue l'unification des forces à très haute énergie.

Ces questions et ces modèles théoriques ont motivé la conception du Large Hadron Collider (LHC) au laboratoire Européen pour la recherche en physique des particules (CERN) près de Genève. Cet accélérateur, qui sera construit dans le tunnel existant du LEP, produira des collisions de protons à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Comme les processus susceptibles de révéler

---

<sup>3</sup>ChromoDynamique Quantique

de nouvelles particules sont très rares, la luminosité de la machine doit être très élevée. Le LHC est conçu pour atteindre des luminosités près de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  en produisant 40 millions de collisions par seconde.

Trois détecteurs sont à présent approuvés pour étudier les nombreux produits de ces collisions. ATLAS et CMS sont deux détecteurs polyvalents capables d'observer une vaste gamme de signaux physiques. L'autre détecteur, ALICE, a une tâche plus spécifique qui consiste à étudier les collisions d'ions lourds. Un quatrième détecteur, LHCb, devrait être approuvé bientôt. Ce détecteur est optimisé pour les recherches sur la physique du quark  $b$ .

Un des buts principaux du détecteur ATLAS est l'étude du mécanisme de brisure de symétrie électrofaible. En particulier, le détecteur devra être en mesure de confirmer ou d'exclure l'existence du boson de Higgs si ce dernier n'est toujours pas découvert au moment où le LHC entrera en opération. Pour couvrir une masse du Higgs allant de 80 à 1000 GeV, plusieurs chaînes de désintégration sont considérées. La production simple du Higgs avec le processus de désintégration  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et la production associée  $WH$  ou  $Ht\bar{t}$  avec  $H \rightarrow b\bar{b}$ , couvrent la région  $80 < m_H < 130 \text{ GeV}$ . Pour un Higgs ayant une masse entre 130 GeV et 180 GeV, on fait appel au processus  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4 \text{ leptons}$ . Entre 180 et 600 GeV, le "canal doré"  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$  est le mode par excellence pour la découverte du Higgs, procurant une signifiante statistique ( $\frac{S}{\sqrt{B}}$ ) très confortable sur l'ensemble de la région. Cependant, au delà d'une masse du Higgs de 600 GeV, le taux de production de ce processus devient limité et on doit se tourner vers d'autres modes de désintégrations, soit:  $H \rightarrow ZZ \rightarrow l\nu\nu$  pour  $600 < m_H < 800 \text{ GeV}$  et, dans la région  $600 < m_H < 1000 \text{ GeV}$ ,  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . Cette thèse portera sur le potentiel de découverte d'un boson de Higgs ayant une masse entre 600 GeV et 1 TeV à l'aide des processus  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  avec le détecteur ATLAS.

Le point de départ des travaux de recherche qui font l'objet de cette thèse se

situé au niveau des premières études publiées sur le sujet dans ATLAS [1, 2]. Ces études furent effectuées à l'aide de simulations au "niveau particules" i.e. en ne considérant que les quadri-vecteurs des particules avec une modélisation sommaire ou parfois inexistante de la réponse du détecteur. Les conclusions qui découlent de ces travaux préliminaires s'appuient sur des techniques dont l'efficacité peut dépendre de façon sensible de la qualité de la reconstruction dans le détecteur.

Les aspects de la reconstruction du signal les plus sensibles à la modélisation du détecteur sont les suivants:

- la reconstruction de la désintégration hadronique du boson  $W$  dans un environnement où règne un bruit d'empilement important. Ce bruit provient des multiples collisions à diffraction non-unique, appelées "minimum bias", dont la section efficace est  $\sim 70$  mb. Les efficacités de rejet et l'acceptance du signal dépendent de la résolution obtenue sur la masse du  $W$ .
- le rejet du bruit dépendra de notre capacité d'appliquer un veto sur le nombre de jets dans la partie centrale du détecteur. L'efficacité du veto peut être fortement influencée par la présence du bruit d'empilement.
- l'efficacité d'étiquetage des jets<sup>4</sup> dans la région avant ne peut être bien évaluée qu'en utilisant des simulations qui modélisent le développement des gerbes.

Pour faire suite aux études antérieures mentionnées ci-haut, la thèse étudiera l'analyse des signaux  $l\nu jj$  et  $lljj$  à l'aide de simulations détaillées du détecteur. Ces simulations porteront sur le bruit d'empilement dans le détecteur et la reconstruction des jets dans cet environnement, la reconstruction de la désintégration  $W \rightarrow \text{jet-jet}$ , l'efficacité de l'application d'un veto sur le nombre de jets dans la région centrale et l'efficacité de reconstruction des jets dans la région avant.

---

<sup>4</sup>il s'agit ici de la simple identification d'un jet au dessus d'un certain seuil en énergie dans la région avant du calorimètre.

Le premier chapitre sera consacré aux aspects théoriques relatifs à un Higgs lourd. Après un court résumé sur le Modèle Standard, on expliquera le mécanisme de Higgs. Dans une première approche simplifiée, on présentera le mécanisme d'une brisure spontanée de symétrie de jauge locale abélienne. Ensuite, le cas d'une symétrie non-abélienne, en l'occurrence le Modèle Standard, sera introduit. Après avoir discuté des limites théoriques et expérimentales à la masse du boson de Higgs, on traitera des difficultés théoriques associées à un Higgs lourd.

Le deuxième chapitre examinera les aspects phénoménologiques du Higgs lourd: les sections efficaces du signal et des bruits de fond, les distributions de plusieurs variables cinématiques, et les stratégies proposées pour l'observation du signal.

Le troisième chapitre décrira de façon sommaire le LHC et le détecteur ATLAS, ainsi que ses divers sous-détecteurs.

Le quatrième chapitre traitera de la conception et de l'optimisation du calorimètre hadronique bouchon d'ATLAS ainsi que des tests en faisceau d'un prototype de ce calorimètre.

Le cinquième chapitre portera sur le bruit d'empilement dans le système de calorimétrie d'ATLAS, sur les méthodes utilisées pour générer ce bruit et sur les caractéristiques de ce bruit. On étudiera aussi l'effet du bruit d'empilement sur la résolution en énergie et l'échelle d'énergie des jets.

On se concentrera dans les deux prochains chapitres sur les problèmes spécifiques d'analyse dans la recherche du Higgs lourd. Le sixième chapitre traitera de l'étiquetage de jets dans les calorimètres bouchon et avant, ainsi que du veto de jets dans la région centrale du système de calorimétrie.

Le septième chapitre fera une étude détaillée de la reconstruction de la désintégration hadronique du boson  $W$ , de ses aspects systématiques en fonc-

tion de l'impulsion transverse du W, et de l'étalonnage du détecteur avec des événements contenant un quark top.

On sera alors en mesure, au huitième chapitre, d'évaluer de façon réaliste le potentiel de découverte d'un boson de Higgs lourd dans le détecteur ATLAS. Les résultats obtenus à l'aide des programmes Monte Carlo rapides d'ATLAS seront comparés et convolués avec les efficacités de reconstruction obtenues avec les simulations détaillées du détecteur.



# Chapitre 1

## Aspects théoriques

Les théories de jauge [3, 4, 5, 6] en physique des particules s'appuient sur des notions de symétries et de principes d'invariance. Ces symétries peuvent être continues ou discrètes, géométriques ou internes comme le spin. On dira qu'une transformation associée à une symétrie est globale si elle est effectuée partout dans l'espace-temps et locale si elle varie d'un endroit à l'autre. L'invariance sous une transformation locale dans l'espace de symétrie de la théorie (transformation de jauge), fera apparaître des champs de jauge avec des termes d'interactions dans les Lagrangiens des champs libres. Les particules médiatrices des interactions, ou particules de jauge, doivent avoir une masse nulle pour ne pas violer l'invariance de jauge locale.

Les symétries continues d'un Lagrangien donnent lieu à des principes de conservation. Il est possible qu'un Lagrangien soit invariant sous une transformation de symétrie donnée mais que les interactions engendrées par ce Lagrangien donnent lieu à une dégénérescence du vide et l'état fondamental ne sera plus invariant sous cette symétrie. Ces interactions peuvent alors faire apparaître des termes de masse aux particules de jauge sans violer l'invariance de jauge. Lorsque le Lagrangien est symétrique mais que le vide ne respecte pas cette symétrie, on dit qu'il y a brisure spontanée de symétrie. Dans le Modèle Standard de la physique des particules, la brisure spontanée de la symétrie électrofaible est responsable de l'acquisition de la masse par les fermions et les bosons vecteurs intermédiaires.

Après un bref survol du Modèle Standard, ce chapitre introduira le mécanisme

de Higgs. La brisure spontanée de symétrie sera appliquée à titre d'exemple, au groupe  $U(1)$  de l'interactions électromagnétique afin de donner une masse au photon. Il s'agit d'un exemple simple d'une brisure de symétrie locale qui illustre toutes les étapes du mécanisme de Higgs. Nous verrons ensuite le mécanisme de Higgs appliqué au Modèle Standard. La section suivante traitera des limites inférieures et supérieures théoriques et expérimentales à la masse du Higgs. La dernière section discutera enfin de certaines méthodes théoriques associées à l'étude du Higgs lourd.

## 1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules élémentaires est une théorie de champs de jauge de type Yang-Mills basée sur la symétrie  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Le secteur  $SU(3)_C$  est responsable des interactions fortes entre quarks. La symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  unifie les forces électromagnétique et faible qui sont alors collectivement connues sous le nom de force électrofaible. L'unification des forces électromagnétique et faible est réalisée dans le Modèle Standard via le mélange des bosons de  $SU(2)_L$  et de  $U(1)_Y$ . Les bosons de la force faible acquièrent une masse grâce au mécanisme de Higgs qui sera décrit en détail plus loin.

Le Modèle Standard contient trois générations de leptons et quarks (voir tableau 1). La structure de masse de ces particules reflète cette organisation. Chaque génération successive est en quelque sorte une copie plus massive de la précédente. Les nombres quantiques des particules de la première génération sont portés au tableau 2.

Sous les transformations de  $SU(2)_L$ , les fermions gauches se transforment comme doublet d'isospin faible, tandis que les fermions droits se transforment comme singulets. Comme les neutrinos sont des particules de Dirac sans masse

Tableau 1. Leptons et Quarks dans le Modèle Standard

	Particule	Symbole	Masse Approx.(GeV)
Première Génération	Neutrino électronique	$\nu_e$	0
	électron	$e$	.000511
	quark up	$u$	.002 à .008
	quark down	$d$	.005 à .015
Seconde Génération	Neutrino muonique	$\nu_\mu$	0
	muon	$\mu$	.106
	quark charmé	$c$	1.3 à 1.7
	quark étrange	$s$	.1 à .3
Troisième Génération	Neutrino tauonique	$\nu_\tau$	0
	tau	$\tau$	.000511
	quark top	$t$	175
	quark bottom	$b$	4.7 à 5.3

dans le modèle Standard, il n'y a pas de neutrinos droits.

Seuls les quarks se transforment sous  $SU(3)_C$ . Chaque saveur de quark (u,d,s,c,b,t) a une charge de couleur (rouge,vert,bleu) et se transforme donc comme triplet de couleur.

On compte dans le Modèle Standard 12 bosons médiateurs des forces électromagnétique, faible et forte. Le groupe  $U(1)_Y$  a un générateur, le boson  $B_\mu$ . Le groupe  $SU(2)_L$  a trois générateurs soit deux chargés:  $W_\mu^\pm$  et un neutre  $W_\mu$ . Enfin le groupe  $SU(3)_C$  comporte 8 générateurs ou 8 gluons:  $G_{\mu i}$ ,  $i=1,2,\dots,8$ . À ce stade, avant de faire intervenir le mécanisme de Higgs, tous les bosons ont une masse nulle. Après brisure de la symétrie électrofaible, on retrouve les bosons du Modèle Standard du tableau 3.

Tableau 2. Nombres quantiques des fermions

Particule	$Q$	$T_W^3$	$Y$	$C$
$\nu_{eL}$	0	1/2	-1	0
$e_L$	-1	-1/2	-1	0
$u_L$	2/3	1/2	1/3	$r, v, b$
$d_L$	-1/3	-1/2	1/3	$r, v, b$
$e_R$	-1	0	-2	0
$u_R$	2/3	0	4/3	$r, v, b$
$d_R$	-1/3	0	-2/3	$r, v, b$

Tableau 3. Les bosons du Modèle Standard

	Particule	Symbole	Masse Approx. (GeV)
Force électromagnétique	Photon	$\gamma$	0
Force faible	Boson W	$W^\pm$	80
	Boson Z	$Z^0$	91
Force Forte	Gluon	$g$	0
Brisure de Symétrie	Higgs	H	$80 < m_H < 1000$

### 1.1.1 La brisure de symétrie électrofaible

Pourquoi les bosons vecteurs intermédiaires W et Z ont-ils une masse non-nulle étant donné que l'ajout d'un terme de masse pour ces bosons dans le Lagrangien viole l'invariance de jauge? Le boson de jauge du Lagrangien de l'électrodynamique, le photon, a par exemple une masse nulle. Ceci a pour conséquence la portée infinie de la force électromagnétique. Nous savons par contre que la portée de la force faible est très courte:  $\sim 10^{-18}$  m. D'ailleurs, la première tentative d'élaboration d'une phénoménologie des interactions faibles qui

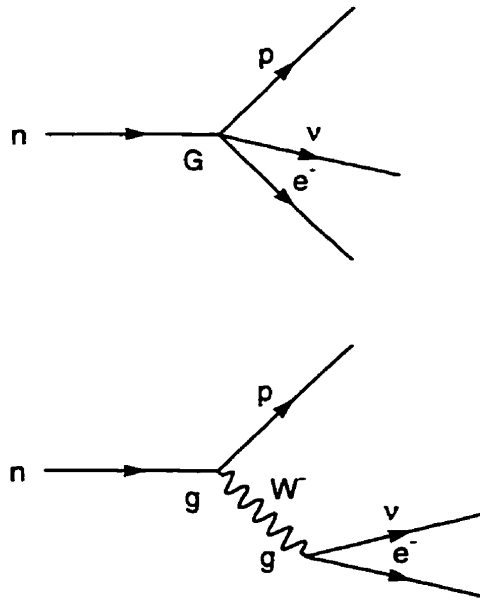


Figure 1. Interaction ponctuelle (haut) et avec boson de jauge (bas).

date de Fermi (1934), postulait pour la désintégration  $\beta$  une interaction ponctuelle comme le montre la figure 1. Contrairement à la force électromagnétique où la constante de couplage est sans dimension, la constante de couplage de la force faible doit avoir des dimensions de masse<sup>-2</sup><sup>1</sup>.

La première étape vers l'unification des forces électromagnétique et faible fut de postuler l'existence de particules analogues au photon comme médiateurs de la force. Par contre, contrairement au photon, ces bosons de jauge devraient être massifs. On a donc dû trouver une façon de donner une masse aux bosons sans violer l'invariance de jauge. Au début des années soixante, l'idée d'une brisure de symétrie spontanée fit son apparition[7, 8] et elle fut proposée comme solution à la fin de cette décennie[9]. Comme exemple, voyons comment on procéderait dans le cas d'une brisure spontanée de symétrie de jauge locale pour le groupe

<sup>1</sup> Avant l'unification de la force électromagnétique et de la force faible.

U(1). Le Lagrangien de Dirac d'un fermion chargé est alors:

$$\mathcal{L}_D = \frac{1}{2} \bar{\psi} [i\gamma^\mu \partial_\mu - m] \psi + c.c. \quad (1.1)$$

On obtient comme expression du courant conservé:  $J^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ . Ce Lagrangien n'est pas invariant sous une transformation de jauge locale:  $\psi \rightarrow \psi' = e^{i\eta(x)} \psi$ . En effet, pour une transformation infinitésimale, nous avons:

$$\delta \mathcal{L}_D = -(\delta_\mu \eta) J^\mu \neq 0. \quad (1.2)$$

Pour conserver l'invariance de jauge, on doit rajouter un champ de jauge, avec un terme d'interaction:

$$\mathcal{L}_I = -e J_\mu A^\mu \quad (1.3)$$

où  $A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \frac{1}{e} \delta^\mu \eta$ , pour obtenir:  $\delta(\mathcal{L}_D + \mathcal{L}_I) = 0$ . Le terme d'énergie cinétique du champ de jauge  $A^\mu$  s'écrit:

$$\mathcal{L}_K = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1.4)$$

où

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.5)$$

L'ajout d'un terme de masse à  $\mathcal{L}_K$ :

$$\mathcal{L}_K + \mathcal{L}_M = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m^2 A_\mu A^\mu. \quad (1.6)$$

viole de façon manifeste l'invariance de jauge. La première étape pour donner une masse au photon consiste à introduire un champ scalaire complexe

$$\phi \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i\phi_2). \quad (1.7)$$

avec un potentiel qui est le plus général possible, tout en respectant l'invariance U(1) et tout en étant renormalisable:

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda (|\phi|^2)^2. \quad (1.8)$$

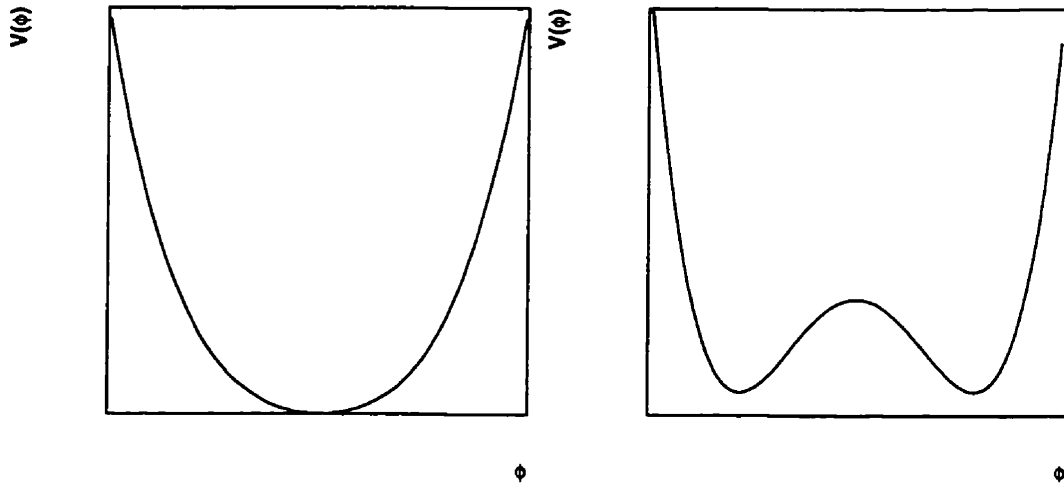


Figure 2. La forme du potentiel de Higgs avec  $\mu^2 > 0$  (à gauche) et  $\mu^2 < 0$  (à droite).

Le Lagrangien devient alors:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_D - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi), \quad (1.9)$$

où

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.10)$$

Ce Lagrangien est invariant pour les rotations sous  $U(1)$  et pour la transformation de jauge locale:

$$\phi(x) \rightarrow e^{-i\eta(x)} \phi(x). \quad (1.11)$$

Il y a alors 2 possibilités: si  $\mu^2 > 0$ , le potentiel a alors une forme parabolique; il respecte la symétrie de Lagrangien et l'état fondamental est celui où  $\langle \phi \rangle = 0$ .

L'autre possibilité est le cas où  $\mu^2 < 0$  qui a la forme illustrée à la figure 2. L'état fondamental est alors donné par  $\sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$ . On peut alors exprimer le champ scalaire de la façon suivante:  $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{\frac{ix}{v}}(v + H)$  où  $\chi$  et  $H$  sont des champs réels. Le Lagrangien devient alors:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \mathcal{L}_D - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - evA_\mu\partial^\mu\chi + \frac{e^2v^2}{2}A_\mu A^\mu \\ & + \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\partial^\mu H + 2\mu^2 H^2\right) + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi \\ & + (\text{termes}, H \chi).\end{aligned}\quad (1.12)$$

et contient un photon de masse  $ev$ , un champ scalaire  $H$  de masse au carré  $-2\mu^2$  et un champ scalaire  $\chi$  sans masse. En effectuant la transformation de jauge suivante:

$$A'_\mu \equiv A_\mu - \frac{1}{ev}\partial_\mu\chi \quad (1.13)$$

le scalaire sans masse disparaît et il ne reste qu'un scalaire massif, ou boson de Higgs, et un boson de jauge massif  $A_\mu$ .

Le théorème de Goldstone énonce que des particules sans masse de spin 0 apparaissent dans toute théorie où une symétrie continue est brisée spontanément. Pour les brisures de symétries globales, on ne peut se défaire de ces bosons sans masse. Par contre, comme le montre l'exemple précédant, il est possible pour les symétries de jauge locales d'effectuer une transformation de jauge qui fera disparaître le scalaire sans masse. Le degré de liberté du champ scalaire est transformé en composante longitudinale du boson de jauge massif. Le mécanisme de Higgs peut être résumé en énonçant que *la brisure de symétrie d'une théorie de jauge locale par des champs scalaires ayant des valeurs moyennes dans le vide non-nulles, fait apparaître des bosons de Goldstone sans masse qui, après transformation de jauge, se verront transformés en composantes longitudinales de bosons de jauge massifs.*

Pour donner des masses aux bosons de jauge de la force faible, on applique



le mécanisme de Higgs de façon semblable au cas précédent, mais on doit tenir compte de complications additionnelles. On introduit un doublet de champs scalaires complexes pour permettre au Lagrangien d'être invariant sous rotation dans l'espace d'isospin  $SU(2)$  et dans  $U(1)$ :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Ce doublet a une hypercharge de 1. Le Lagrangien pour les champs de jauge est donné par:

$$\mathcal{L}_K = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

où

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\nu W_\mu^i - \partial_\mu W_\nu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu. \end{aligned} \quad (1.16)$$

On ajoute le Lagrangien suivant pour le secteur scalaire de la théorie:

$$\mathcal{L}_s = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.17)$$

avec

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi^\dagger \phi| + \lambda \left( |\phi^\dagger \phi| \right)^2, \quad (1.18)$$

et

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau \cdot W_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu. \quad (1.19)$$

En utilisant (1.18) avec le choix  $\mu^2 < 0$  et dans une base donnée de l'espace d'isospin, la valeur moyenne dans le vide de  $\phi$  s'écrit:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

L'hypercharge de  $U(1)_Y$  est donnée par  $Y_\phi = 1$  et la charge électromagnétique est donnée par  $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ . Ceci fait en sorte que:

$$Q\langle \phi \rangle = 0 \quad (1.21)$$

Ceci signifie que l'électromagnétisme n'est pas brisé par la valeur moyenne dans le vide du champ scalaire.

La contribution du terme d'énergie cinétique du champ scalaire à la masse des bosons de jauge s'écrit:

$$\frac{1}{2}(0 \quad v)\left(\frac{1}{2}g\tau \cdot W_\mu + \frac{1}{2}g'B_\mu\right)^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Les champs physiques, ou états propres de masse s'expriment désormais de la façon suivante:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z^\mu &= \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ A^\mu &= \frac{gB_\mu + g'W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

avec

$$\begin{aligned} e &= g \sin \theta_W \\ e &= g' \cos \theta_W \end{aligned} \quad (1.24)$$

et les masses sont données par:

$$\begin{aligned} M_W^2 &= \frac{1}{4}g^2v^2 \\ M_Z^2 &= \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)v^2 \\ M_\gamma &= 0. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Le choix du doublet de champ scalaire permet donc de briser  $SU(2) \times U(1)_Y$  tout en laissant  $U(1)_{em}$  invariant. Conséquent, les bosons  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$  obtiendront une masse alors que le photon aura une masse nulle.

Le boson de Higgs, quant à lui, obtiendra une masse donnée par  $m_H = \sqrt{2\lambda}v$ . Étant donné que  $\lambda$  est introduit de façon ad hoc, la théorie est impuissante à

prédire la masse du Higgs. Par contre, pour une masse donnée, on peut extraire la valeur de  $\lambda$  et ainsi prédire tous les couplages du Higgs aux particules du Modèle Standard. On trouvera que la force du couplage du Higgs [10] à un fermion est proportionnelle à  $m_f \sqrt{M_H}$ , tandis que le couplage à un boson vecteur  $V$  est proportionnel à  $M_H^{3/2} \sqrt{(1 - \frac{4M_V^2}{M_H^2} + \frac{12M_V^4}{M_H^4})(1 - \frac{4M_V^2}{M_H^2})^{1/4}}$ .

Ainsi, la découverte de ce boson de Higgs confirmerait de façon éclatante la validité de ce modèle de brisure de symétrie électrofaible.

### 1.1.2 Génération de la masse pour les fermions et la matrice CKM

Pour donner une masse aux fermions d'une manière qui respecte l'invariance de jauge, on introduit le mécanisme de Higgs par l'intermédiaire de couplages de Yukawa. Pour la première génération:

$$\mathcal{L}_l = -G_e \left( (\bar{\nu}_e, e)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R (\phi^-, \bar{\phi}^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right) \quad (1.26)$$

avec

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}. \quad (1.27)$$

on obtient

$$\mathcal{L}_l = -\frac{G_e}{\sqrt{2}} v (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) h \quad (1.28)$$

en définissant

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}} \quad (1.29)$$

on génère la masse de l'électron:

$$\mathcal{L}_l = -m_e \bar{e} e - \frac{m_e}{v} \bar{e} e h \quad (1.30)$$

Dans le cas des quarks, on a besoin de donner une masse au membre supérieur du doublet. On utilise le doublet de Higgs suivant:

$$\phi_c = -i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} \rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

on a donc:

$$\mathcal{L}_q = -G_d(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_R - G_u(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_R + hc. \quad (1.32)$$

$$\mathcal{L}_q = -m_d \bar{d}d - m_u \bar{u}u - \frac{m_d}{v} \bar{d}dh - \frac{m_u}{v} \bar{u}uh \quad (1.33)$$

Dans le Modèle Standard, les courants neutres ne changent pas la saveur alors que les courants chargés ( $W^\pm$ ), eux, le peuvent. Dans le cas des leptons, ce changement de saveur ne se fait que dans la même génération à cause de la masse nulle du neutrino. Dans le cas des quarks, le changement de saveur peut s'opérer d'une génération à l'autre. Ceci est dû au fait que les états propres de la force électrofaible ne correspondent pas aux états propres de masse. Ce mélange des quarks est exprimé par une matrice unitaire 3x3 qui opère (par convention) sur les quarks d, s et b. Pour les doublets de chaque génération, on aura:

$$-G_d^{ij}(\bar{u}_i, \bar{d}_i)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_{jR} - G_u^{ij}(\bar{u}_i, \bar{d}_i)_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_{jR} + hc. \quad (1.34)$$

où i et j = 1,2,3. Après diagonalisation de la matrice de masse:

$$\mathcal{L}_q = -m_d^i \bar{d}_i^i d_i \left(1 + \frac{h}{v}\right) - m_u^i \bar{u}_i^i u_i \left(1 + \frac{h}{v}\right) \quad (1.35)$$

La matrice de mélange des quarks est connue sous le nom de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) et est constituée de 4 paramètres indépendants. Il s'agit de 3 angles de mélanges et d'une phase. Cette phase serait responsable de la violation CP dans le contexte du Modèle Standard.

## 1.2 Limites à la masse du boson de Higgs

Le paramètre inconnu le plus important du Modèle Standard est sans doute la masse du boson de Higgs. Il existe cependant des limites expérimentales et théoriques à cette masse. À l'heure actuelle la limite expérimentale inférieure obtenue par les expériences du LEP est d'environ 77 GeV [11]. Dans le contexte

du Modèle Standard, on peut évaluer la masse du Higgs de façon indirecte à partir des mesures de précision électrofaibles effectuées principalement au LEP, à SLAC et au Tevatron. La limite supérieure est de  $m_H < 450 \text{ GeV}$  avec un niveau de confiance de 95%. Certains auteurs[12, 13] prétendent plutôt que cette limite devrait être supérieure à 800 GeV. Il est à noter que la mesure d'asymétrie  $A_{LR}$  de SLAC, qui est à deux déviations standard des prédictions du Modèle Standard, diminue de façon appréciable la masse du boson de Higgs calculée de manière indirecte de sorte qu'en excluant ces mesures, la limite monte à 860 GeV.

### 1.2.1 L'unitarité

Les limites supérieures théoriques à la masse du Higgs proviennent principalement d'arguments d'unitarité. Dans le Modèle Standard, un scalaire est nécessaire pour régulariser la section efficace de plusieurs processus de diffusions. En effet, en l'absence d'un scalaire, les sections efficaces croissent avec l'énergie, violant éventuellement l'unitarité.<sup>2</sup>

A titre d'exemple, considérons la diffusion  $W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-$ . En considérant tous les diagrammes de Feynman de la figure 3, sans le Higgs, on obtient un résultat où la section efficace croît avec  $s$ , l'énergie du centre de masse au carré. Les diagrammes impliquant le Higgs annulent cette divergence mais une étude plus détaillée à l'aide d'ondes partielles révèle que dans la limite où  $s \gg M_H^2$ , la masse du Higgs doit être inférieure à 860 GeV[16] pour que l'unitarité perturbative ne soit pas violée. Ceci ne signifie pas que la masse du Higgs ne peut être supérieure à cette valeur mais plutôt qu'on a affaire ici à une physique non-perturbative et des interactions fortes seront requises pour régulariser la section efficace de diffusion.

On peut aussi appliquer la condition d'unitarité dans la limite où  $s \ll M_H^2$ .

---

<sup>2</sup>la conservation de la probabilité.

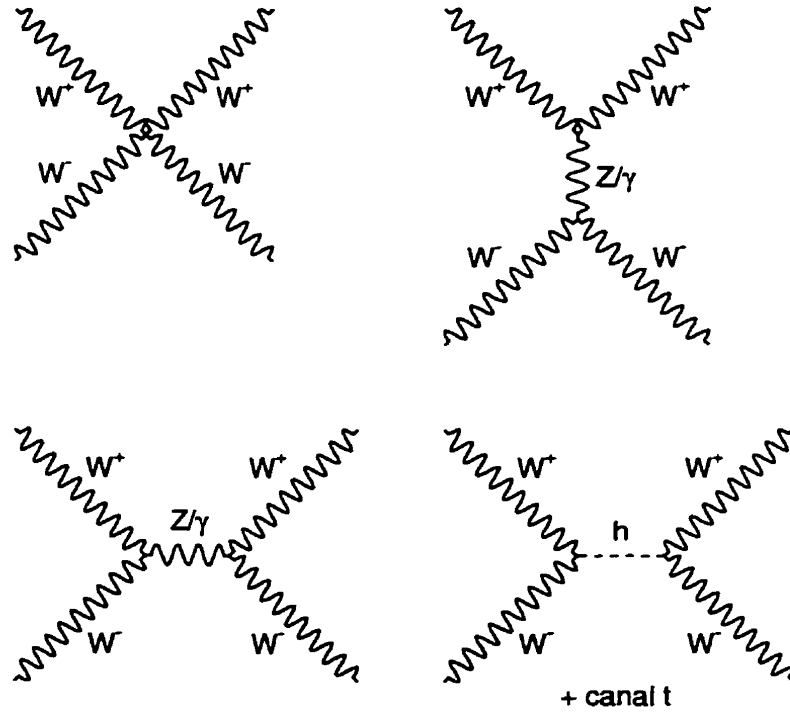


Figure 3. Diagrammes de Feynman pour le processus  $W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-$ .

Dans ce cas, on obtient  $\sqrt{s_c} < 1.8$  TeV. Cette dernière limite nous indique qu'en absence d'un boson de Higgs, l'unitarité perturbative sera violée à la valeur  $\sqrt{s_c}$ .

C'est essentiellement sur ce dernier argument qu'on se fonde pour dire qu'il doit y avoir de la physique nouvelle autour de 1 TeV.

### 1.2.2 La trivialité

Le propagateur et la masse du Higgs doivent être corrigés pour des effets de boucle. L'évolution du couplage renormalisé  $\lambda_R$  est donné par:

$$\lambda_R(Q) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3}{2\pi^2} \lambda(v) \log(\frac{Q}{v})} \quad (1.36)$$

où  $v$  représente l'échelle d'énergie électrofaible  $\sim 250$  GeV et  $\lambda(v)$  est la valeur de  $\lambda$  à cette échelle d'énergie. On remarque que lorsque l'énergie  $Q$  tend vers l'infini,  $\lambda(v)$  tend vers zéro. Ceci implique que le secteur scalaire est une théorie de champ libre, dépourvue d'interaction avec le reste des champs de matière et de jauge. On dit alors que la théorie est triviale.

Pour contrer ce problème, on peut supposer que le potentiel de Higgs est valable jusqu'à une échelle d'énergie où une physique nouvelle entre en jeu. Pour une échelle d'énergie  $\sim 10^{16}$  GeV, cela implique  $m_H < 170$  GeV. On se base ici sur un calcul de renormalisation perturbatif. Pour une échelle d'énergie de l'ordre de 1 TeV, les interactions deviennent fortes et nous avons affaire à une physique non-perturbative. Un traitement non-perturbatif a été effectué sur réseau [18] et donne une limite à la masse du Higgs de 640 GeV. Cependant, pour une masse du Higgs autour de l'échelle où se manifeste la nouvelle physique, ces calculs sont très sensibles à l'espacement du réseau. De plus, de nouveaux termes venant de la nouvelle physique peuvent être ajoutés au Lagrangien, invalidant certaines hypothèses de départ des calculs effectués sur réseaux.

### 1.2.3 La stabilité du vide

Il existe aussi des limites théoriques[15, 16, 17] inférieures basées sur la stabilité du vide. Il s'agit ici d'exiger que le potentiel du champ scalaire soit bel et bien à un minimum:  $V(v) < V(0)$ . Comme  $\lambda$  évolue en fonction de l'échelle de renormalisation  $Q$ , le potentiel  $V(\phi)$  peut s'écrire:

$$V(\phi) \sim \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(Q_0)(\phi^\dagger \phi)^2 + \beta_\lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right). \quad (1.37)$$

En supposant que le Modèle Standard soit valable jusqu'à l'échelle de Planck, ceci se traduit en une borne inférieure à la masse du Higgs donnée par[14]:

$$m_H > 130.5 + 2.1(m_t - 174) \quad (1.38)$$

où  $m_t$  est la masse du quark top qui, à cause de son couplage de Yukawa près de l'unité, est le seul fermion qu'il soit nécessaire de considérer. La valeur donnée ci-haut diminue pour des échelles d'énergie inférieures.

#### 1.2.4 Les problèmes de hiérarchie et de théories “non-naturelles”

On dit que la théorie avec un boson de Higgs élémentaire est “non-naturelle” car les corrections radiatives à la masse du Higgs sont proportionnelles à l'échelle d'énergie où le Modèle Standard n'est plus valable:  $\delta m_H^2 \propto \Lambda^2$ . Ces divergences quadratiques doivent être annulées par l'ajout de contre-termes à chaque ordre de perturbation. C'est ce qu'on appelle le “fine-tuning”. La supersymétrie n'a pas ce problème car les diagrammes de Feynman impliquant les particules supersymétriques partenaires annulent les diagrammes divergents des particules du Modèle Standard.

Le problème de la hiérarchie apparaît dans les théories ayant des échelles d'énergie très différentes. L'évolution en fonction de l'énergie des constantes de couplage des forces électromagnétique, faible et forte suggère qu'elles devraient s'unifier à une échelle de  $\sim 10^{16}\text{GeV}$  (échelle de grande unification). Le secteur scalaire responsable de la brisure de symétrie à cette échelle élevée aura des interactions avec le secteur scalaire du régime d'énergie électrofaible. Les interactions entre ces deux échelles donneront lieu à un couplage quartique (du type  $\lambda hhHH$ ). Ceci induira des corrections radiatives à la masse du Higgs proportionnelles à l'échelle de grande unification.

Le fait d'exiger que le Modèle Standard soit valable jusqu'à des échelles d'énergie très élevées fait en sorte qu'il est très difficile ou très peu naturel de garder la masse du boson de Higgs près de l'échelle électrofaible.



### 1.3 Théorie d'un Higgs lourd

Il est instructif d'étudier plus en détail la diffusion de bosons vecteurs car toutes les subtilités des problèmes théoriques associés au Higgs lourd en découlent. Comme nous l'avons démontré plus haut, le Higgs est nécessaire pour régulariser la section efficace de diffusion  $WW \rightarrow WW$ . À mesure que l'on augmente la masse du Higgs, on s'approche du régime non-perturbatif où la diffusion de bosons vectoriels devient forte. Dans ce régime, la largeur du Higgs devient comparable à sa masse et on se doit d'inclure dans le calcul de la section efficace de la diffusion tous les diagrammes de Feynman ayant des bosons vectoriels dans les états finaux et initiaux. Aussi, les méthodes expérimentales pour un Higgs dans ce régime de masse recherchent la fusion de bosons vectoriels. Nous verrons dans le prochain chapitre pourquoi on se concentre sur cette méthode de production plutôt que sur le processus de production par la fusion de gluons. En l'absence d'un boson de Higgs, considéré comme particule fondamentale, la diffusion de bosons vectoriels devient la seule façon d'étudier le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible. Commençons d'abord par introduire certains concepts et approximations utilisés pour le calcul de cette diffusion.

#### 1.3.1 L'Approximation des W effectifs

On pourrait penser à première vue que l'émission de deux bosons massifs par des quarks des faisceaux donne une contribution négligeable à la production du Higgs à cause de la présence des deux propagateurs de W. Mais pourtant, ce diagramme apporte une contribution importante. Pour faciliter le calcul, on peut remplacer les faisceaux incidents de quarks par des faisceaux de W et Z approximativement sur la couche de masse, ou réels. En définissant  $P^{\alpha}_{W/q}(x)$  comme la distribution de probabilité de trouver un W de polarisation  $\alpha$  et fraction d'impulsion  $x$  dans un quark  $q$ , la section efficace pour le processus  $q_1 q_2 \rightarrow$

$q_3 q_4 W^\gamma_3 W^\delta_4$  est [19]:

$$\sigma(q_1 q_2 \rightarrow q_3 q_4 W^\gamma_3 W^\delta_4) = \sum_{\alpha, \beta} \int dx_1 dx_2 P^\alpha_{W_1/q_1}(x_1) P^\beta_{W_2/q_2}(x_2) \sigma(W^\alpha_1 W^\beta_2 \rightarrow W^\gamma_3 W^\delta_4) \quad (1.39)$$

c'est ce que l'on appelle l'approximation des W effectifs ou AWE.

Le AWE simplifie considérablement les calculs et est particulièrement utile dans le cas où le Higgs est très lourd. En effet, cette méthode est la seule connue capable de faire des prédictions à propos de la diffusion de W pour un Higgs ayant une masse supérieure à 800 GeV. Par contre, elle ne tient pas compte de l'énergie transverse transférée aux quarks.

### 1.3.2 Le Théorème d'équivalence de Goldstone

Le théorème d'équivalence relie l'amplitude de diffusion de bosons Z et W longitudinaux réels à l'amplitude de diffusion de bosons de Goldstone correspondants w et z dans la jauge renormalisable  $R_\xi$ :

$$\mathcal{A}(V_L^1 V_L^2 \dots V_L^N \rightarrow V_L^1 V_L^2 \dots V_L^{N'}) = (i)^N (-i)^{N'} \mathcal{A}(\omega_1 \omega_2 \dots \omega_N \rightarrow \omega_1 \omega_2 \dots \omega_{N'}) + \mathcal{O}\left(\frac{M_V^2}{s}\right) \quad (1.40)$$

où les  $\omega_i$  sont les bosons de Goldstone correspondant aux bosons de jauge  $V_L^i$ . Dans cette jauge, les bosons de Goldstone sont des scalaires massifs. Une preuve formelle se trouve dans la référence [20]. Donc, au lieu d'effectuer le calcul complexe avec des bosons vectoriels réels, on peut faire un calcul simple avec uniquement des scalaires en autant que l'énergie soit beaucoup plus grande que la masse du W. Ce théorème est particulièrement utile pour faire des calculs à plusieurs boucles. Du côté pédagogique, il illustre le lien entre les bosons de Goldstone et les composantes longitudinales des bosons de jauge.

### 1.3.3 Croisements, isospin et théorèmes de basse énergie

Les différentes amplitudes de diffusion des bosons de Goldstone  $ww$ ,  $zz$ ,  $wz$ , sont toutes reliées par des symétries de croisement d'isospin  $SU(2)$ , tout comme la diffusion  $\pi\pi$ . En termes des composantes:  $i = 1, 2, 3$ ,  $\omega^\pm = \frac{\omega_1 \mp i\omega_2}{\sqrt{2}}$ ,  $z = \omega_3$  l'amplitude s'écrit:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\omega_a \omega_b \rightarrow \omega_c \omega_d) = \\ A(s, t, u) \delta_{ab} \delta_{cd} + A(t, s, u) \delta_{ac} \delta_{bd} + A(u, t, s) \delta_{ad} \delta_{bc} \end{aligned} \quad (1.41)$$

Les théorèmes de basse énergie donnent les résultats suivants:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\omega^+ z \rightarrow \omega^+ z) &= A(t, s, u) \\ \mathcal{A}(\omega^+ \omega^- \rightarrow \omega^+ \omega^-) &= A(s, t, u) + A(t, s, u) \\ \mathcal{A}(\omega^+ \omega^+ \rightarrow \omega^+ \omega^+) &= A(t, s, u) + A(u, t, s) \\ \mathcal{A}(zz \rightarrow zz) &= A(s, t, u) + A(t, s, u) + A(u, s, t). \end{aligned} \quad (1.42)$$

avec

$$\mathcal{A}(\omega^+ \omega^- \rightarrow zz) = \frac{s}{v^2} \equiv A(s, t, u) \quad (1.43)$$

Ces théorèmes sont reliés aux théorèmes portant le même nom pour la diffusion de pions par le remplacement de  $v^2$  par  $f_\pi^2$ , où  $f_\pi$  est la constante de désintégration du pion. Le domaine d'applicabilité de cette dernière approximation est  $s \ll m_H^2$ . Donc pour être combinée aux autres, on doit avoir  $m_w^2 \ll s \ll m_H^2$ .

## 1.4 Conclusion du chapitre de théorie

La nature du mécanisme de brisure de symétrie demeure une énigme. Du côté expérimental, le boson de Higgs n'est toujours pas découvert. Du côté théorique, les problèmes de trivialité, de "fine-tuning" et de hiérarchie sont autant d'indices théoriques qui semblent indiquer que le boson de Higgs doit être relié aussi à de la physique au-delà du Modèle Standard.

L'étude du Higgs lourd est particulièrement intéressante en ce qu'elle pousse la théorie aux limites de son applicabilité et, en ce sens, nous révèle plusieurs de ses subtilités. C'est, entre autres, ce qui apparaît lorsque l'on tente d'obtenir une limite supérieure à la masse du Higgs. En fin de compte, on obtient des limites où la théorie actuelle doit faire place à une théorie plus générale.

Pour une masse élevée, il ne convient plus de parler d'une particule (ou résonance) fondamentale. La diffusion de bosons vectoriels peut nous renseigner sur le mécanisme de brisure de symétrie avec un Higgs lourd car ce processus subit des interactions qui deviennent fortes. À haute énergie il est possible d'utiliser plusieurs approximations permettant de simplifier substantiellement les calculs.

Un boson de Higgs lourd ( $m_H > 500 \text{ GeV}$ ) n'est pas favorisé par les mesures de précision provenant du secteur électrofaible et il conduit à des théories souvent considérées peu élégantes. Par contre, en l'absence de supersymétrie, il est difficile de justifier pourquoi le boson de Higgs serait léger. On ne peut donc pas exclure cette possibilité dans les stratégies de recherches qui seront entreprises dans le futur. Quoiqu'il en soit, la présente étude servira à démontrer qu'il est possible d'étudier la diffusion des bosons de jauge à des hautes énergies proches de la limite d'unitarité.

## Chapitre 2

### La Phénoménologie du Higgs Lourds

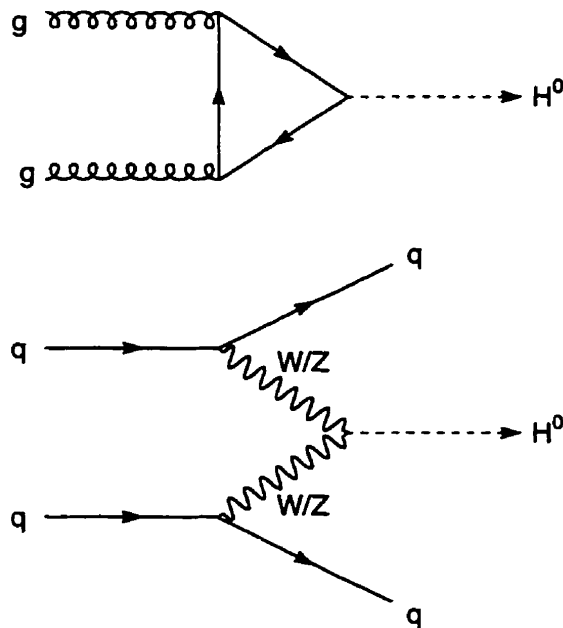


Figure 4. Production du Higgs au LHC

Après avoir passé en revue les propriétés d'un Higgs lourd ( $m_H$  entre 600 GeV et 1 TeV), ce chapitre illustrera les méthodes expérimentales pouvant mettre en évidence l'existence de ce boson scalaire. Nous étudierons les principales caractéristiques de cette particule et de ses produits de désintégration pour les signaux  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . Du même coup, nous introduirons les principaux bruits de fond susceptibles de masquer ces signaux. L'étude comparée des différentes variables cinématiques permettra d'envisager

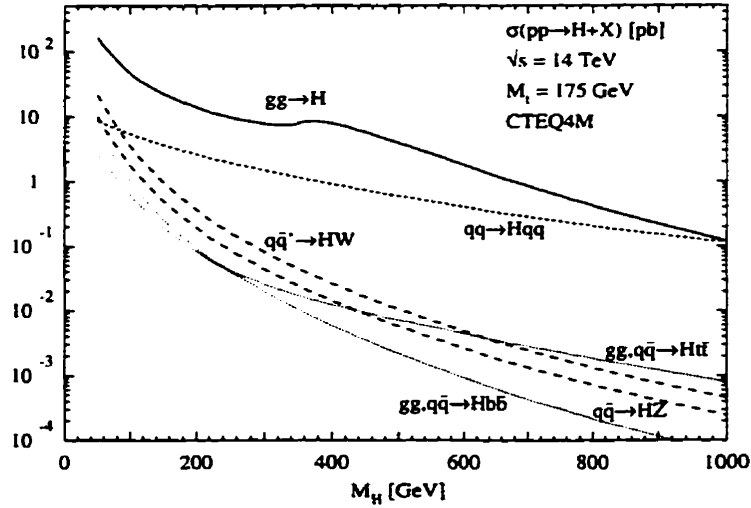


Figure 5. Sections Efficaces de Production du Higgs au LHC en fonction de sa masse (tiré de [20]).

des stratégies pour isoler le signal des bruits de fond. Nous réserverons l'étude des effets systématique de différentes coupures pour des chapitres ultérieurs.

## 2.1 Les modes de recherche d'un Higgs lourd

Les deux modes de production principaux d'un boson de Higgs au LHC sont la fusion de gluons et la fusion de bosons vectoriels (figure 4). Les sections efficaces de production du Higgs au LHC sont représentées à la figure 5[21]. Bien que la section efficace pour la fusion de bosons vectoriels soit inférieure à celle de la fusion de gluons sur l'ensemble de la plage de masse du Higgs, elle a l'avantage de fournir

deux quarks à des pseudorapidités<sup>1</sup> avant ( $2.0 < |\eta| < 5.0$ ) . Ces quarks sont ceux qui émettent les bosons vectoriels qui se fusionnent pour produire le Higgs. En émettant les bosons vectoriels, les quarks obtiennent une impulsion transverse moyenne d'environ 50 GeV. Comme il sera démontré plus loin, l'étiquetage de deux jets d'impulsion transverse faible dans la région avant est essentiel pour isoler le signal. Pour cette raison, nous nous limiterons au processus de production du Higgs impliquant la fusion de bosons vectoriels (diagramme au bas de la figure 4).

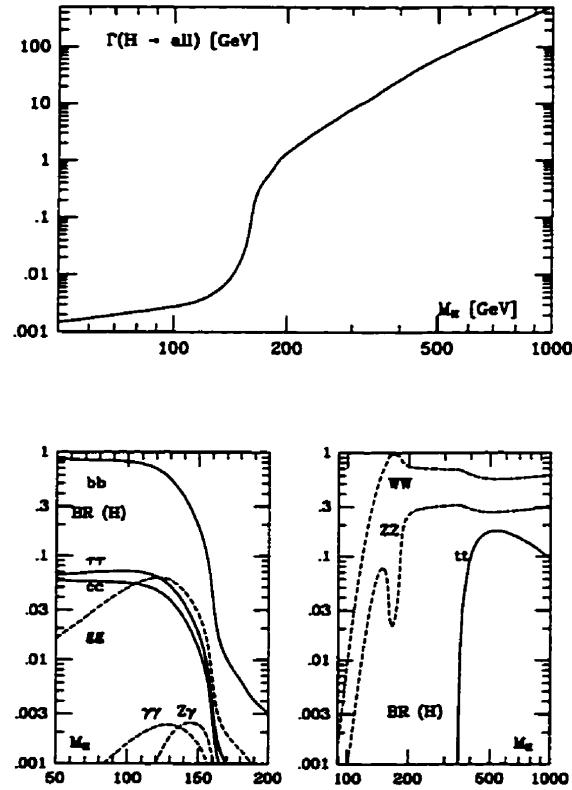


Figure 6. Largeur et rapports d'embranchement du Higgs au LHC (tiré de [20]).

La largeur et les rapports d'embranchement du Higgs sont montrés à la figure 6[21]. Entre 600 GeV et 1 TeV, ce sont les rapports d'embranchement H

<sup>1</sup> $\eta \equiv -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]$ , où  $\theta$  est l'angle avec les faisceaux.

$\rightarrow WW$  et  $H \rightarrow ZZ$  qui dominant. Ce dernier est environ 2 fois inférieur à  $H \rightarrow WW$ .

Le signal privilégié d'un boson de Higgs ayant une masse entre environ 180 et 600 GeV est  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$ . Ce canal est aussi connu sous le nom de "canal doré". En effet, dans la plage de masse mentionnée ci-haut, la signification statistique<sup>2</sup> est très élevée avec un rapport signal sur bruit supérieur à 20 pour  $m_H < 500 \text{ GeV}$ . La limite inférieure de cette gamme de masse est déterminée par le seuil de production de deux Z réels. Pour une masse du Higgs de plus de 600 GeV, la baisse de la section efficace de production du Higgs et l'augmentation de la largeur de la résonance sont telles que nous devons nous tourner vers des rapports d'embranchement plus élevés. Une signification statistique plus élevée est alors possible avec les modes  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ ,  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ .

### 2.1.1 $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$

Le signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$  bénéficie d'un taux de production 6 fois plus élevé que la désintégration en 4 leptons. Malheureusement, cette désintégration ne peut être complètement reconstruite à cause des neutrinos s'échappant du détecteur. De plus, comme le montre la figure 6, la largeur d'un Higgs de masse 600 GeV est supérieure à 100 GeV et atteint 300 GeV pour une masse de 800 GeV. Ceci rend impossible la reconstruction d'un pic de masse. Par contre, la quantité importante d'énergie manquante due aux neutrinos peut servir à identifier le signal. Les bruits de fond principaux sont le continuum  $ZZ$ ,  $Z$ +jets, le bruit d'empilement (à haute luminosité),  $t\bar{t}$  et  $WZ$ . La contribution du bruit d'empilement est minime pour plus de 100 GeV d'énergie transverse manquante et la contribution principale provient du continuum  $ZZ$  en haut de 250 GeV (voir

---

<sup>2</sup>définie ici comme  $\frac{\text{signal}}{\sqrt{\text{bruit}}}$



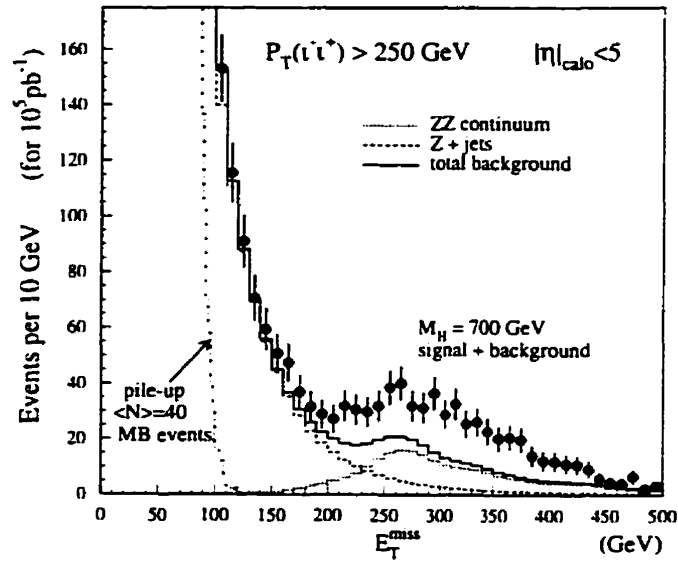


Figure 7. Énergie transverse manquante pour  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ .

figure 7). Bien que la signification statistique du signal soit grande, le pic dans la distribution d'énergie manquante est large et les incertitudes théoriques relatives aux bruits de fonds sont importantes (de l'ordre d'un facteur 2). En utilisant le processus de fusion de bosons vectoriels pour la production du Higgs, ce signal pourrait bénéficier de l'étiquetage de jets avant qui sera discuté dans un chapitre ultérieur. En exploitant cet étiquetage, il est suggéré, dans la Proposition Technique d'ATLAS[2], que le Higgs pourrait être découvert à l'aide de ce processus de désintégration pour un Higgs de masse entre 500 GeV et 800 GeV.

### 2.1.2 $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

Dans le cas du signal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ , nous rechercherons, pour le déclenchement, un lepton isolé (e ou  $\mu$ ) et deux jets ayant une masse invariante proche de celle du W.

Le signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  a l'avantage de fournir deux leptons dont la

masse invariante reconstruite doit correspondre à celle du Z.

Dans le cas du signal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ , il faut tenir compte des bruits de fond suivants, produisant deux bosons W: continuum WW et  $t\bar{t}$ . Il y a aussi les bruits QCD tels W+jets, fournissant un lepton très énergétique avec des jets susceptibles de générer une masse invariante proche de celle du W.

Dans le cas du signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ , le bruit  $t\bar{t}$  n'intervient pas puisque qu'il ne contient pas deux leptons ayant une masse invariante qui correspond à celle du Z. Il ne reste que le continuum ZZ et le bruit Z+jets. Les sections efficaces des signaux et bruits de fond sont présentés au tableau 4. Sur ce tableau, on trouve également le nombre d'événements pour des luminosités intégrées de 3 années d'opération à basse luminosité ( $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$ ) et à une année à haute luminosité ( $10^5 \text{ pb}^{-1}$ ).

On remarque dans ce tableau que la section efficace pour le processus  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  est environ 6 fois supérieure à  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . Aussi, le nombre d'événements de bruits de fond est  $10^5$  fois supérieur à celui du signal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ .

Pour une masse du Higgs de 600 GeV, les processus 123 et 124 du générateur Monte Carlo PYTHIA [22], utilisant l'approximation d'une résonance étroite, ont été utilisés. Pour des masses supérieures à 600 GeV, nous avons dû faire appel aux processus 5 et 8, tenant compte de la largeur du Higgs lourd. Des diagrammes autres qu'un Higgs dans le canal "s" contribuent aussi au processus de diffusion  $VV \rightarrow V'V'$ . Nous n'avons pas tenu compte des autres diagrammes car il est montré dans [22] que l'exclusion de ceux-ci n'a pas d'effets importants sur la hauteur de la résonance. Avec PYTHIA, la section efficace de production du Higgs lourd, en particulier dans la zone du pic de masse, diffère des calculs exacts d'environ 10%.

Processus	$\sigma \cdot Br$ (pb)	# d'événements $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$	# d'événements $10^5 \text{ pb}^{-1}$
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ $m_H = 1 \text{ TeV}$ (lepton $\mu$ ou $e$ )	0.016	$\sim 500$	$\sim 1500$
$t\bar{t} \rightarrow WWbb \rightarrow l\nu jj + 2 \text{ jets } b$ $p_T(\text{top}) > 50 \text{ GeV}$	150	$4.5 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^7$
$W + \text{jets}$ $p_T(W) > 50 \text{ GeV}$	1900	$6 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^8$
$WW$ $p_T(W) > 50 \text{ GeV}$	8.5	250000	850000
$H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ (leptons $\mu$ ou $e$ )	0.003	$\sim 80$	$\sim 270$
$Z + \text{jets}$ $p_T(Z) > 50 \text{ GeV}$	255	$7.7 \cdot 10^6$	$2.5 \cdot 10^7$
$ZZ$ $p_T(Z) > 50 \text{ GeV}$	.5	15000	50000

Tableau 4. Sections efficaces pour les signaux et bruits de fond

Au Tevatron, l'erreur théorique sur la section efficace de production du bruit  $t\bar{t}$  est d'environ 10% [23, 24], pour un top de 175 GeV. L'extrapolation aux énergies du LHC et l'incertitude sur la masse du quark top auront pour effet d'augmenter cette valeur. Nous utiliserons une erreur conservatrice de 50% sur la section efficace de production de ce bruit. Dans le cas du bruit  $W(Z)+\text{jets}$ , des études récentes [25] ont montré qu'il y avait un écart de 30% entre les prédictions du générateur PYTHIA et VECBOS[26] et un écart de 30% entre VECBOS et les résultats de CDF. Ces écarts peuvent s'expliquer par des corrections radiatives QCD, paramétrisées par un facteur K, et par une incertitude sur les processus de fragmentation des jets. Nous utiliserons une erreur conservatrice de 100% sur la

section efficace de production du bruit  $W$ +jets.

### 2.1.2.1 Cinématique

L'annexe A décrit brièvement la cinématique de la collision proton-proton.

Le programme de simulation Monte Carlo rapide d'ATLAS, ATLFAST version 1[28], a été utilisé pour produire les résultats de ce chapitre. Ce programme tient compte de plusieurs aspects cruciaux du détecteur: la reconstruction de jets dans les calorimètres et leur résolution en énergie, la résolution en impulsion et en énergie des leptons et photons, l'énergie transverse manquante et les effets dûs au champ magnétique. Les paramètres déterminant les résolutions en énergie et en impulsion ainsi que l'acceptance sont ajustés pour correspondre aux performances attendues d'ATLAS. Pour générer les processus de physique, y compris la fragmentation des partons, on s'est servi de PYTHIA 5.7[22], avec les fonctions de distribution de partons CTEQ2L[27].

Quelques distributions de propriétés cinématiques des produits de désintégration d'un Higgs de 1 TeV sont présentées à la figure 8. Les bosons  $W$  du Higgs ont une énergie transverse d'environ 400 GeV en moyenne. Le lepton provenant de la désintégration du  $W$  est produit dans la région centrale ( $|\eta| < 2.0$ ) avec une impulsion transverse moyenne d'environ 200 GeV. La séparation moyenne en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  des produits de désintégration du  $W$  est environ égale à 0.4. Les quarks avant sont émis en moyenne à une pseudorapidité de 3.2. On remarque par contre qu'une fraction importante de ces quarks ont des  $p_T$  inférieurs à 30-40 GeV.

Ces variables cinématiques sont comparées aux deux principaux bruits de fond (non normalisés aux sections efficaces attendues) à la figure 9. De façon générale, les impulsions transverses des bruits de fond sont de beaucoup inférieures

à celles du signal.

La figure 10 montre, en haut, la multiplicité des jets centraux ( $|\eta| < 2.0$ ) du signal et des bruits de fond. Le bruit  $t\bar{t}$  ( $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow l\nu bj\bar{j}\bar{b}$ ) a en moyenne 4 jets tandis que le signal n'en a que 2. Au milieu de la figure, on donne le spectre de masse des deux jets les plus énergétiques de la région centrale. Dans le cas du signal, on observe clairement le pic de la masse du W. Dans le cas du bruit  $t\bar{t}$ , ce pic est toujours visible à cause de la présence de véritables W dans la désintégration du top. Par contre, il est accompagné d'importantes queues dues, entre autres, à la présence de quarks b. Dans le cas du bruit W+jets, le spectre de masse invariante est une fonction qui décroît à peu près exponentiellement à partir de son maximum aux alentours d'environ 30 GeV. Ici le W s'est désintégré leptoniquement.

La figure 11 compare la cinématique des jets avant du signal à ceux des bruits de fond où au moins 1 jet avant est exigé. Les distributions sont normalisées au départ au même nombre d'événements  $t\bar{t}$  et W+jets. On remarque immédiatement que le bruit  $t\bar{t}$  fournit plus de jets avant que W+jets. En haut de la figure, on montre la distribution en  $\eta$  des jets avant. La forme en "dents de scie" est due à la granularité du calorimètre avant ( $\sim 0.2 \times 0.2 \Delta\eta \times \Delta\phi$ ), simulée dans ATLFAST. La distribution en énergie transverse et la distribution en énergie de ces jets sont représentées au centre et au bas de la figure.

## 2.2 Isolation des signaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

L'étude des distributions des variables cinématiques des signaux  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  ainsi que des bruits de fonds  $t\bar{t}$  et W+jets, présentée ci-dessus nous permet d'élaborer un ensemble de coupures préliminaires:

- Le spectre en  $p_T$  des produits de désintégrations du Higgs est beaucoup plus “dur” que celui des bruits de fond. Par conséquent, des coupures élevées sur l’énergie transverses des leptons ainsi que des jets provenant de la désintégration du W seront choisies.
- Bien que les deux jets venant de la désintégration du W sont très près l’un de l’autre, nous pouvons toujours les reconstruire partiellement en utilisant un cône de  $\Delta R=0.2$  (voir chapitre 7).
- Nous rechercherons donc deux jets dans la région centrale ( $|\eta| < 2$ ) et nous appliquerons un veto sur le nombre de jets pour réduire le bruit  $t\bar{t}$  qui contient en général plus de deux jets (voir chapitre 6).
- Nous appliquerons une coupure sur la masse invariante du W reconstruit pour réduire le bruit W+jets.
- Nous rechercherons deux jets dans la région avant ( $|\eta| > 2.0$ ) des calorimètres (voir chapitre 6).

Les distributions montrées à la fin de ce chapitre ont été générées à l’aide de simulations rapides et approximatives du détecteur. Des études plus poussées sont nécessaires avant de choisir de façon plus précise les seuils des coupures.

Ces coupures devront être évaluées dans des conditions de basse ainsi que de haute luminosité. Dans le dernier cas, le bruit d’empilement des événements minimum bias peut potentiellement influencer de façon importante l’efficacité des coupures mentionnées ci-haut. En effet, la résolution en masse de la désintégration hadronique du W sera dégradée avec le bruit d’empilement. Aussi, le veto des jets centraux et l’étiquetage des jets avant sera soumis à la présence de “faux” jets venant du bruit d’empilement. Il est donc particulièrement important de bien simuler ce bruit dans l’environnement du LHC.

Les prochains chapitres étudieront en détail les problèmes inhérents à chacun des aspects de cette analyse, discutés ci-haut. Les chapitres 4 à 7 porteront sur des études détaillées de la reconstruction de jets avec le détecteur ATLAS dans l'environnement du LHC. Pour ce faire, le logiciel de simulation GEANT sera utilisé dans tous les cas. Enfin, le potentiel de découverte d'un Higgs lourd dans les canaux  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  sera évalué au chapitre 8 à la lumière des résultats obtenus dans les chapitres précédents.

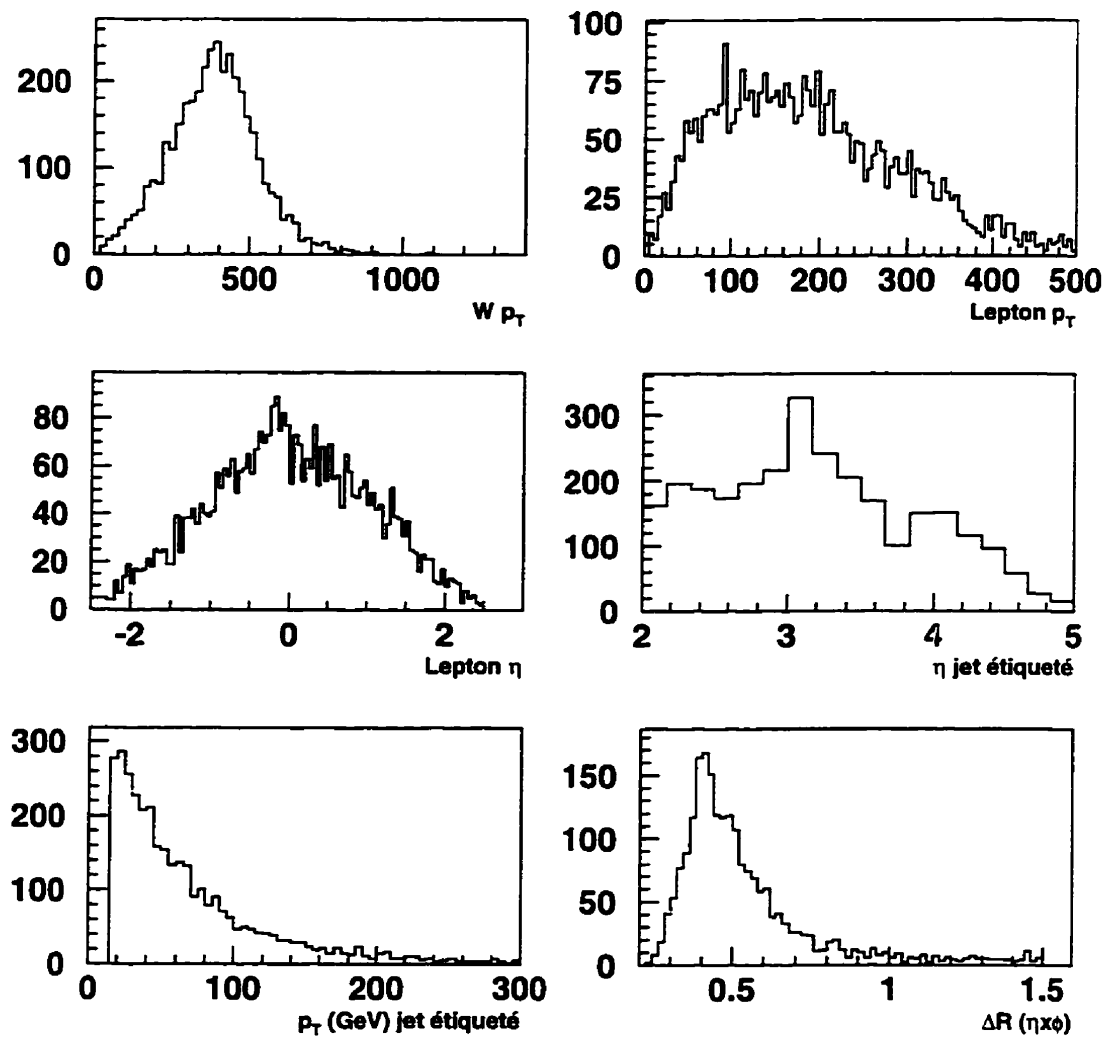


Figure 8. Variables cinématiques pour le Higgs



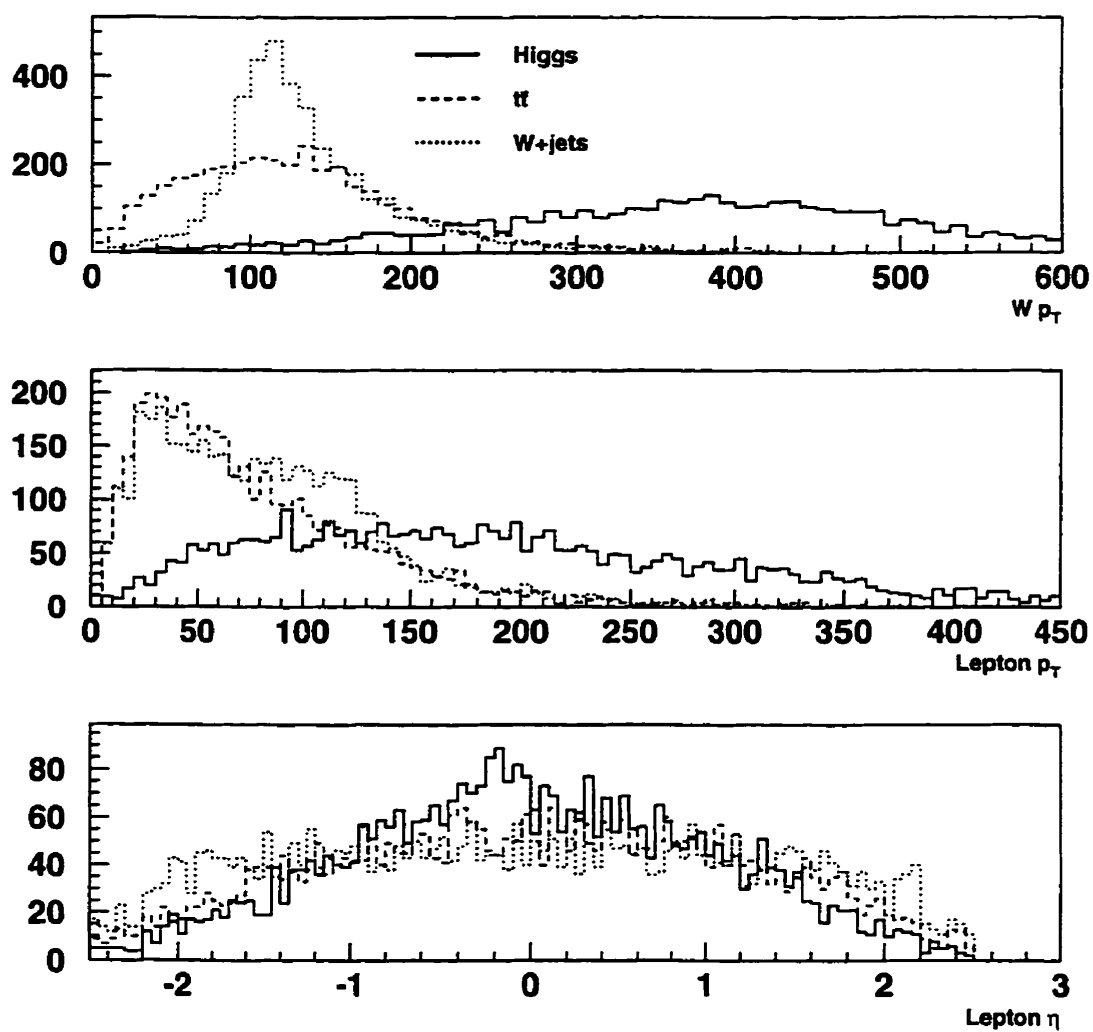


Figure 9. Variables cinématiques pour le Higgs et bruits de fond

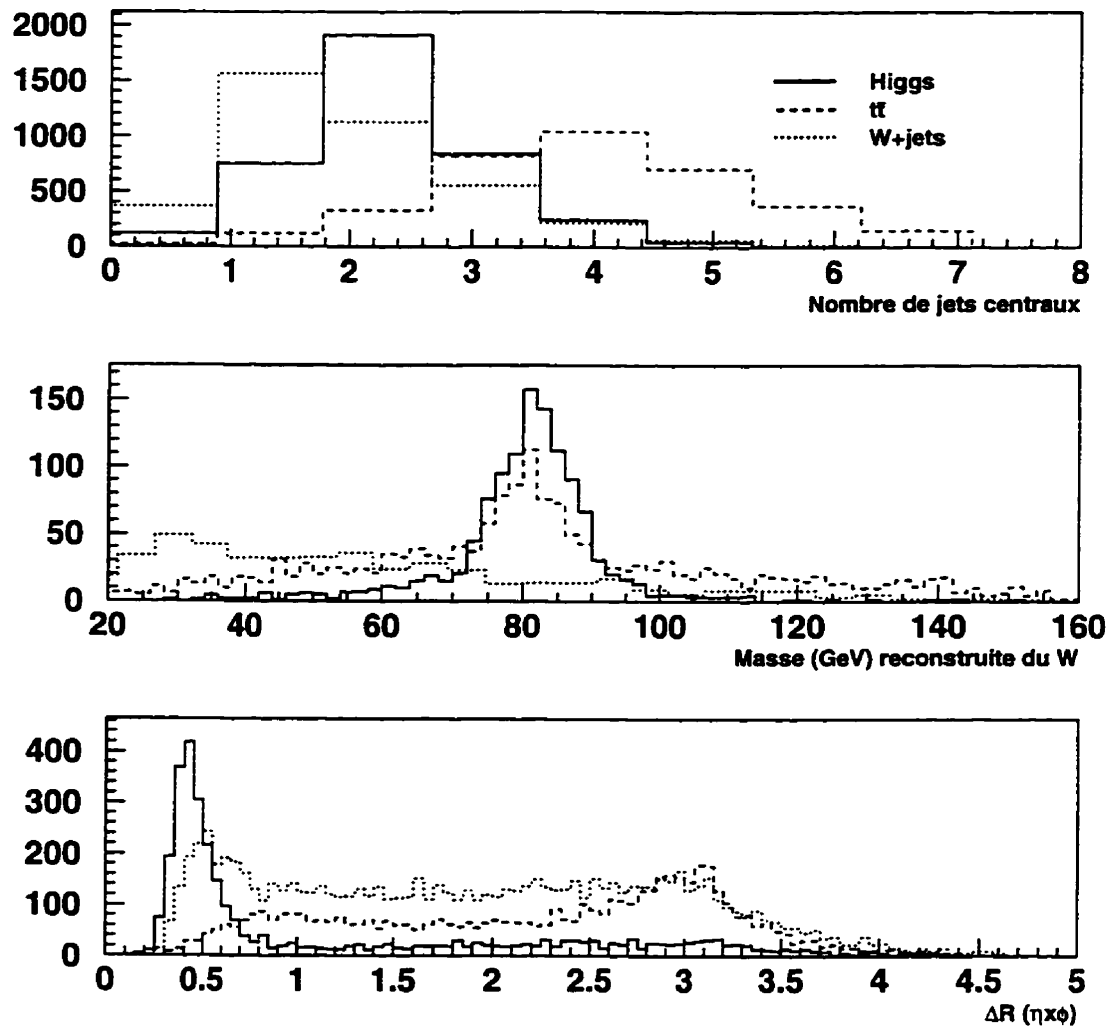


Figure 10. Variables cinématiques pour le Higgs et bruits de fond

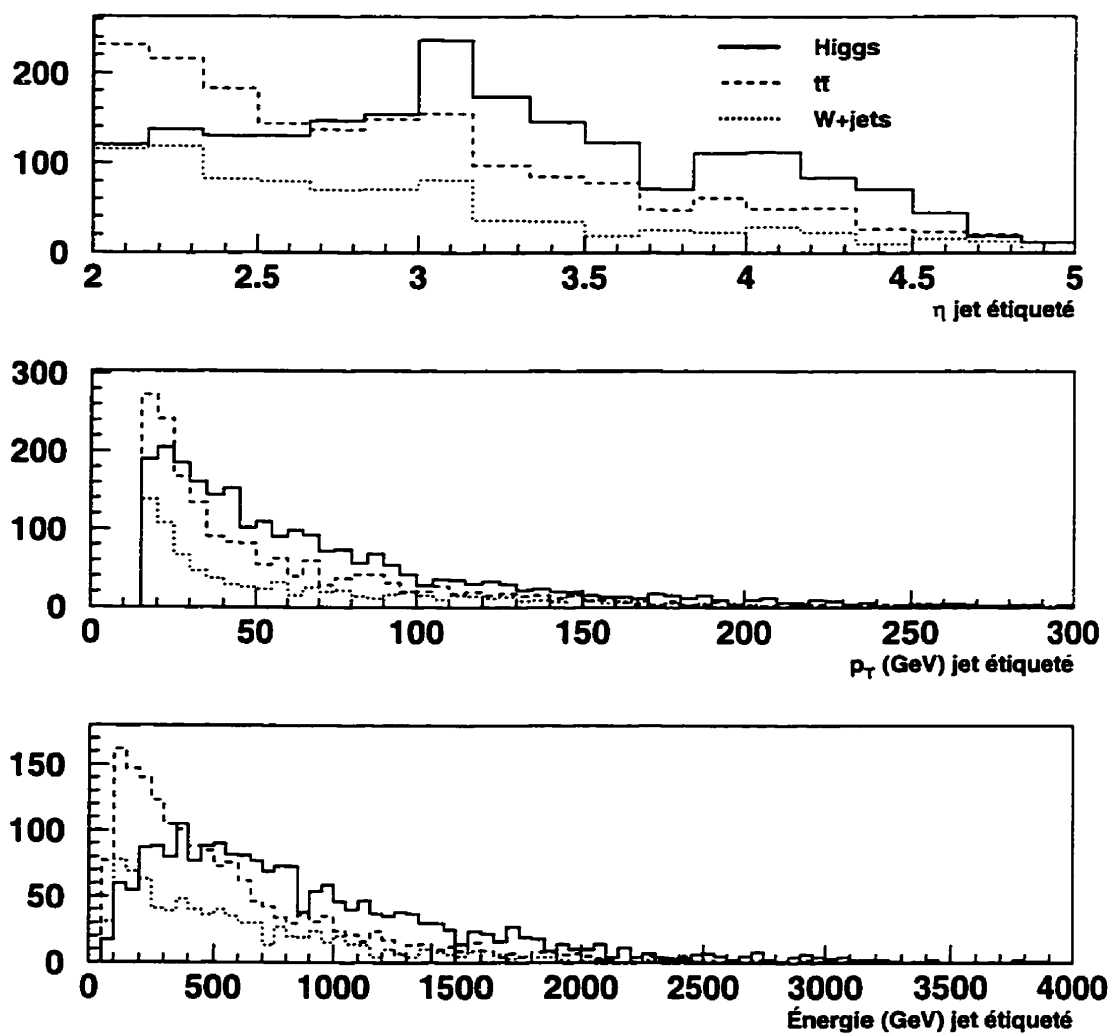


Figure 11. Variables cinématiques pour le Higgs et bruits de fond

## Chapitre 3

### Le LHC et le Détecteur ATLAS

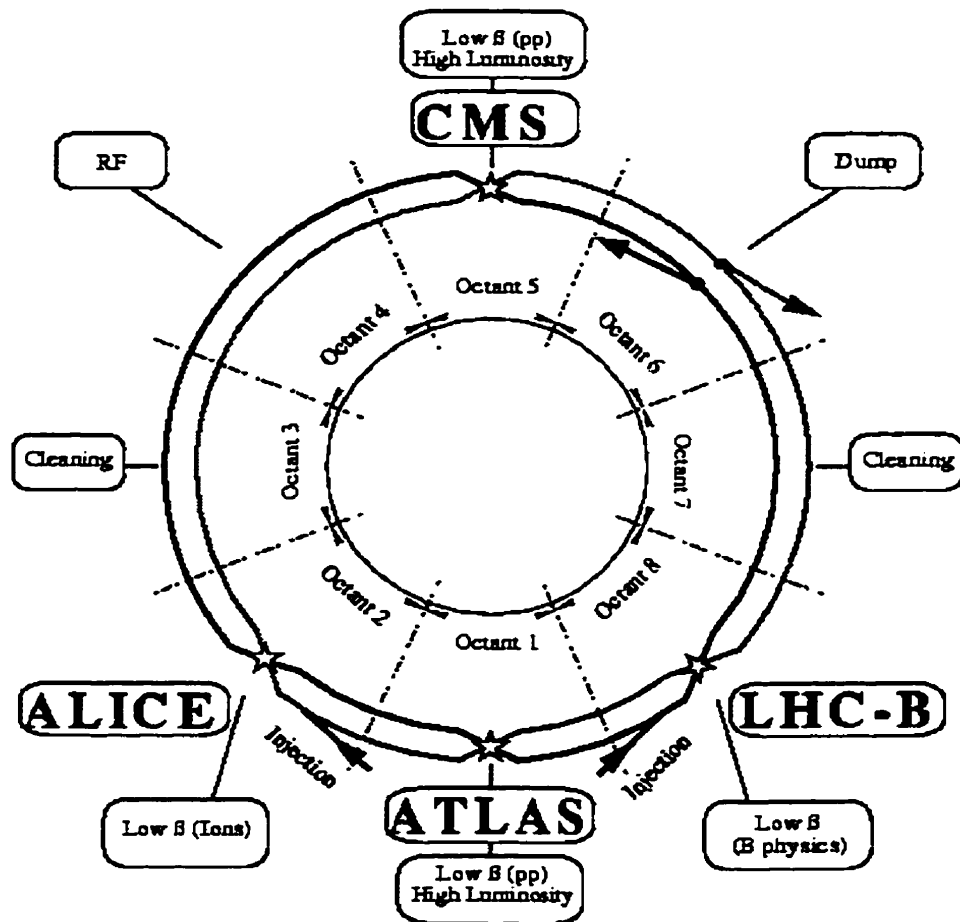


Figure 12. Le LHC et ses détecteurs.

La recherche de la physique au-delà du Modèle Standard et, plus particulièrement, l'élucidation des mécanismes de brisure de symétrie électrofaible, nécessitent des énergies et luminosités très élevées. Ceci impose d'importantes contraintes pour la conception de l'appareillage expérimental. Dans ce chapitre, une description est donnée des accélérateurs et des détecteurs capables de relever

un tel défi.

Dans la première section de ce chapitre, on décrit brièvement le grand collisionneur hadronique (Large Hadron Collider ou LHC) ainsi que les expériences qui y sont rattachées (figure 12). Dans la deuxième section, on présentera plus en détail les propriétés du détecteur ATLAS et de ses composantes principales.

### 3.1 Le Grand Collisionneur Hadronique (LHC)

Le LHC (Large Hadron Collider) sera construit dans le tunnel existant du LEP, long de  $\sim 26$  km, au CERN près de Genève. Ce tunnel est un anneau où entreront en collisions des protons circulant en sens opposés, avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Il sera aussi capable d'accélérer des ions et des expériences spécifiques sont prévues à ce sujet. La chaîne d'accélérateurs, incluant le SPS (Super Proton Synchrotron) et le PS (Proton Synchrotron), devront être modifiés pour l'injection des protons et des ions. On prévoit que les premières collisions proton-proton auront lieu en 2005.

La figure 13 montre une coupe d'un dipôle du LHC. Ces dipôles sont des aimants supraconducteurs refroidis à 1.9°K produisant un champ magnétique de 8.4 Teslas. C'est le champ nécessaire pour courber la trajectoire des protons qui circuleront dans des tuyaux parallèles d'environ 5 cm de diamètre.

Comme le but premier du LHC est la compréhension du mécanisme de brisure électrofaible, la conception de l'accélérateur et des détecteurs est en partie guidée par la recherche du boson de Higgs, ou de familles de particules de Higgs ( $H, h, H^\pm, A$  de la supersymétrie). La recherche de nouvelles particules telles des bosons  $Z'$  ou des particules supersymétriques pourra se faire jusqu'à des masses de quelques TeV. Aussi, le LHC sera une véritable usine de quarks lourds (b et top) permettant l'étude de leurs propriétés avec une très grande précision.

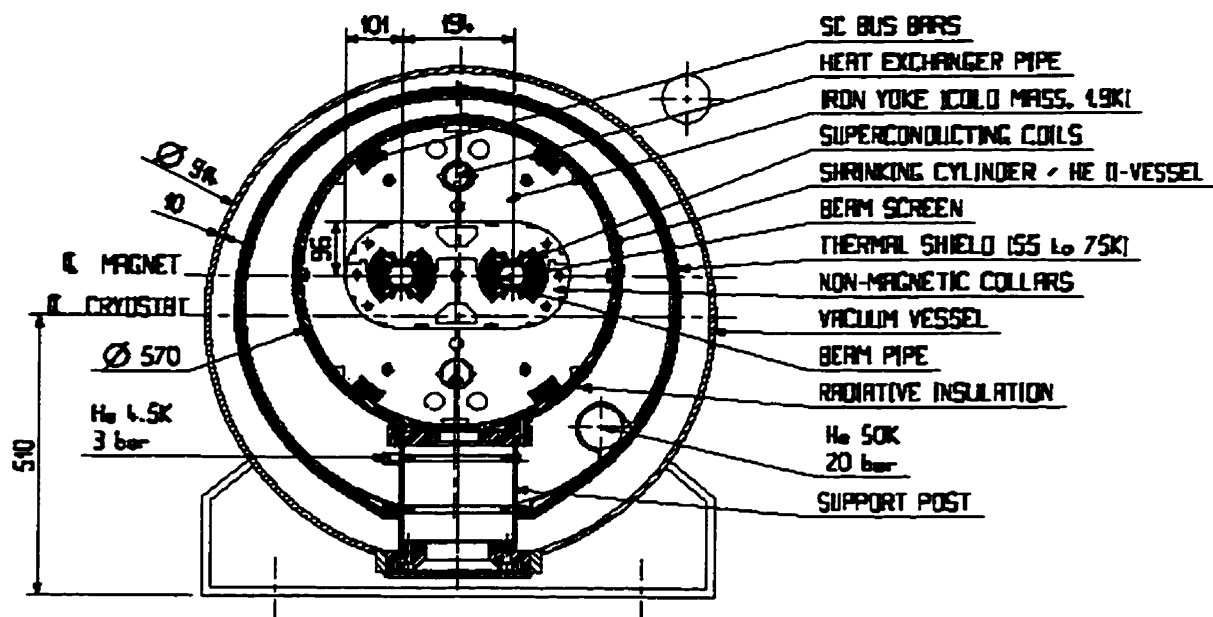


Figure 13. Coupe d'un dipôle du LHC.

Le tableau 5 montre différentes sections efficaces pour les processus mentionnés ci-haut.

La mise en évidence de certains signaux physiques doit se faire en présence d'un bruit QCD énorme. Aussi faut-il rechercher, de préférence, des signatures leptoniques. En tenant compte des rapports d'embranchement, le nombre d'événements produits est souvent limité. Pour exploiter à fond le potentiel de physique du LHC, la machine doit être en mesure de fonctionner à une luminosité très élevée. Au LHC, on prévoit 40 millions de croisements de faisceaux par seconde. À la luminosité nominale, soit  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , on s'attend à  $\sim 23$  collisions<sup>1</sup> avec un taux de répétition de 25 ns.

Pour exploiter ce potentiel qu'offrira le LHC, les détecteurs devront donc être en mesure de répondre à une grande variété des signatures physiques, à des régimes de luminosité qui passeront de  $\mathcal{L} = 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  à  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

<sup>1</sup>Il s'agit de collisions à diffraction non-unique, appelées "minimum bias", dont la section efficace est  $\sim 70 \text{ mb}$ .

Section efficace totale	$\sim 70 \text{ mb}$	23 événements par croisement de faisceaux à luminosité nominale ( $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )
Processus	$\sigma$	# d'événements par année
$m_H = 500 \text{ GeV}$	$\sim 1 \text{ pb}$	$1 \cdot 10^5$
$Z' \ m_{Z'} = 1 \text{ TeV}$	$\sim 10 \text{ pb}$	$1 \cdot 10^6$
$t\bar{t}$	$\sim 750 \text{ pb}$	$7.5 \cdot 10^7$
$b\bar{b}$	$\sim 100 \mu\text{b}$	$1 \cdot 10^{13}$

Tableau 5. Sections efficaces au LHC

Pour ce faire, il faut tenir compte de certaines considérations d'ordre général qu'on résume ici:

- Très bonne calorimétrie électromagnétique pour l'identification des électrons et des photons.
- Calorimétrie hermétique pour les jets et la mesure de l'énergie transverse manquante.
- Trajectographie efficace à haute luminosité pour la mesure de l'impulsion des électrons, pour l'étiquetage des quarks b, pour l'identification des électrons et des photons et, enfin, pour l'identification et la reconstruction des leptons tau et des saveurs lourdes.
- Capacité de mesurer l'impulsion des muons de façon autonome, sans l'aide du trajectomètre interne, et ce à haute luminosité. Aussi, capacité de déclencher sur des traces de faible impulsion pour la basse luminosité.
- Grande acceptance en  $\eta$ .
- Déclenchement et détection de particules de basses impulsions.

Au moins 4 expériences sont prévues pour exploiter la physique du LHC. D'abord ATLAS et CMS (Compact Muon Solenoid), deux détecteurs polyvalents, sont chargés d'étudier l'ensemble de la physique accessible au LHC. Ensuite, ALICE ( A LHC Ion Collider Experiment) se concentrera, comme son nom l'indique, sur les collisions d'ions lourds. Enfin, LHC-B fera des études détaillées de la physique des mesons B.

### 3.2 Le détecteur ATLAS

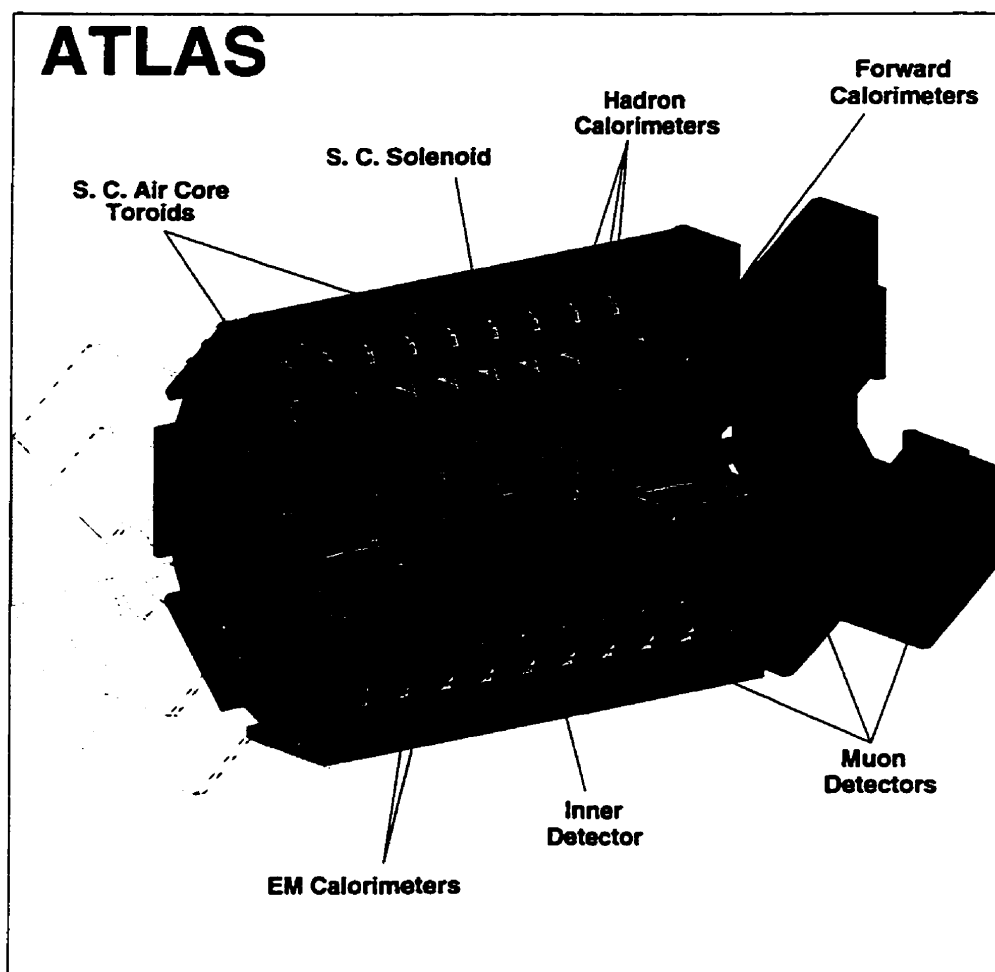


Figure 14. Le détecteur ATLAS.



Composante du détecteur	Caractéristiques et Résolutions	Couverture en $\eta$ Mesures	Couverture en $\eta$ Déclenchement
Calorimétrie EM	$10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$\pm 3.0$	$\pm 2.5$
Détecteur pied de gerbe	Séparation $\gamma - \pi^0$ $\gamma$ -jet et mesures de direction et étiquetage de b	$\pm 2.4$	
Calorimétrie pour Jets et Emiss			
Baril et bouchon	$50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3.0$	$\pm 3.0$
région avant	$50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$3 < \eta < 5$	$3 < \eta < 5$
Détecteur interne	30% pour $p_T = 500$ GeV	$\pm 2.5$	
	Id. é, étiquetage b et $\tau$	$\pm 2.5$	
	Detec. vertex secondaire basse luminosité	$\pm 2.5$	
Détection de muons	10% pour $p_T = 1$ TeV	$\pm 3$	$\pm 2.2$

Tableau 6. Objectifs de performance pour les détecteurs du LHC

La figure 14 illustre le détecteur ATLAS avec ses composantes principales. Il est bien évident qu'on ne pourra ici que faire un survol très rapide des principales caractéristiques de ce détecteur. On trouvera plus de détails dans la Proposition Technique [2] et les Rapport Techniques [29, 30, 31, 32, 33, 34]. On remarque d'abord le système à muons et ses gigantesques aimants supraconducteurs capables de générer un champ magnétique toroïdal de 4 Teslas. À l'intérieur du spectromètre à muons on retrouve les calorimètres qui sont aussi illustrés à la figure 17. À part le calorimètre hadronique central qui utilise des tuiles scintillantes comme matériel actif, le reste du système de calorimétrie utilise l'argon liquide.

À l'intérieur du système de calorimétrie se trouvent les trajectomètres (figure 21) qui serviront à mesurer avec haute précision les impulsions des particules chargées et les vertex de désintégration des particules instables, tels les mesons B. Ce système est entouré par un aimant supraconducteur solénoïdal produisant un champ magnétique d'environ 2 Teslas.

Le détecteur ATLAS a été conçu pour répondre aux exigences mentionnées au tableau 6.

### 3.2.1 Le spectromètre à muons

Le système est constitué de technologies conventionnelles et robustes permettant de mesurer des impulsions de 5 GeV à  $\sim 1$  TeV jusqu'à  $\eta < 3$ . Ce système est conçu pour fonctionner de manière autonome, c'est à dire, de façon indépendante du trajectomètre interne. Le champ magnétique du spectromètre est généré par 8 bobines supraconductrices longues de 25 mètres chacune. Le champ a une valeur moyenne d'environ 4 Teslas avec une configuration toroïdale ayant pour axe de symétrie la direction des faisceaux.

Le spectromètre à muons est composé de 2 catégories d'éléments de détection:

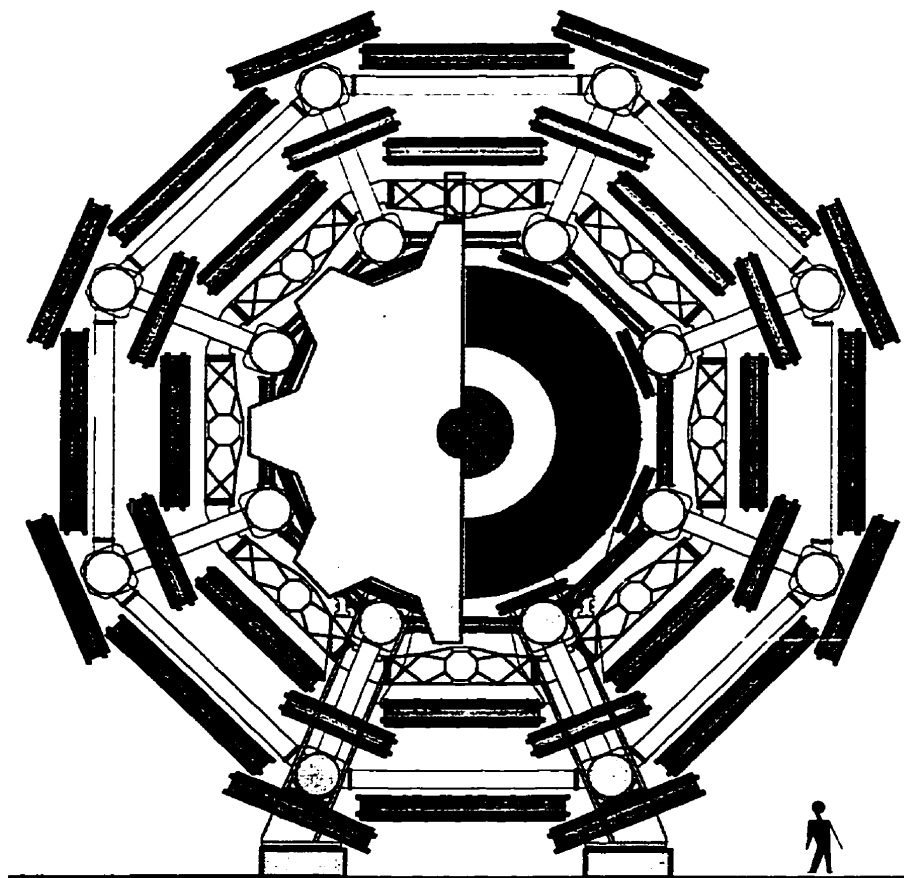


Figure 15. Le système à muons d'ATLAS.

une pour le système de déclenchement et une pour les mesures d'impulsions précises. Le système de précision mesure les trajectoires des particules à l'aide de 3 couches de chambres disposées entre les bobines. On trouve dans la région centrale ( $|\eta| < 1.5$ ), les chambres MDT ("Monitored Drift Tubes") et dans la région avant les chambres CSC "Cathode Strip Chambers" qui sont des chambres proportionnelles. La résolution en impulsion du système de muons est donné à la figure 16, en fonction de la pseudorapidité.

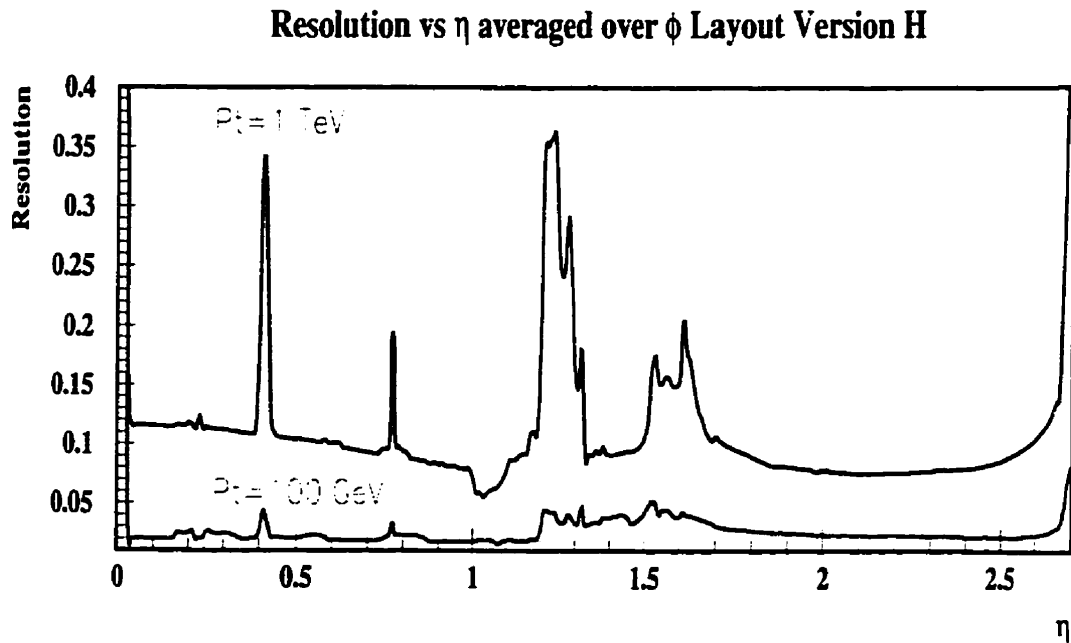


Figure 16. Résolution en  $p_T$  du système de muons.

### 3.2.2 Le système de calorimétrie

Le système de calorimétrie est illustré à la figure 17. Dans le baril ( $|\eta| < 1.5$ ), on retrouve le calorimètre accordéon électromagnétique et le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes.

Le calorimètre électromagnétique utilise le plomb comme absorbeur et l'argon liquide comme matériel actif. Il doit son nom à sa géométrie particulière en forme d'accordéon, comme le montre la figure 18. Il est divisé en trois sections longitudinales. La première de ces sections, qui sert de détecteur à pied de gerbe est très finement segmentée en  $\eta$ . Elle permet de distinguer les gammas des jets hadroniques étroits qui constitueront un bruit de fond important, par exemple, pour la recherche d'un Higgs léger dans le processus  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . En outre, le

## ATLAS Calorimetry (Geant)

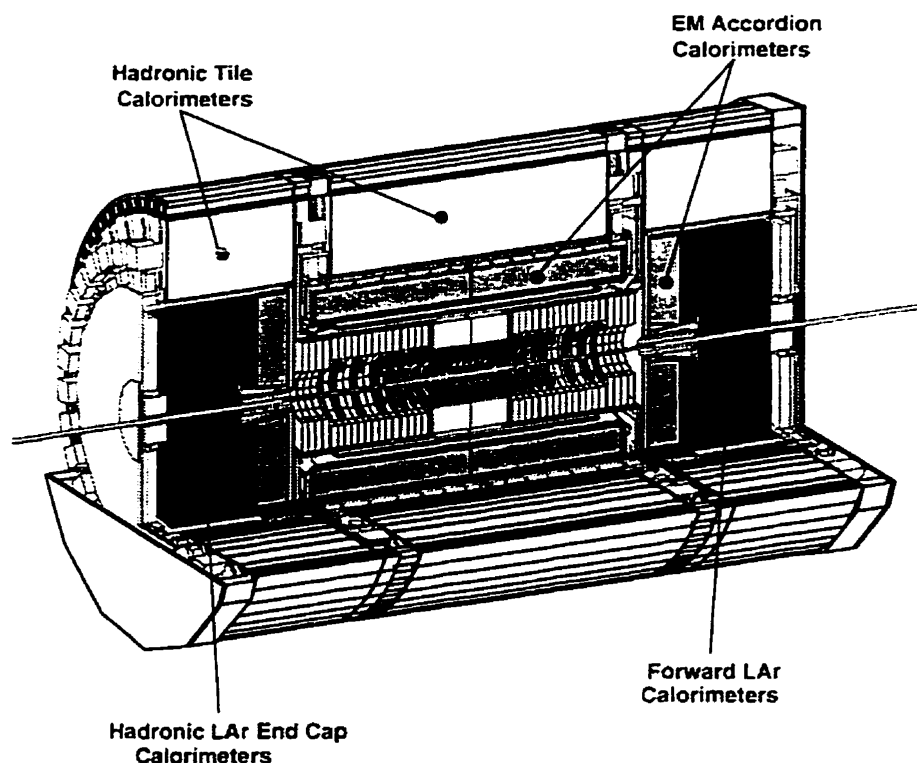


Figure 17. Le système de calorimétrie d'ATLAS.

calorimètre peut déterminer le point d'interaction, puisqu'il permet de reconstruire les directions des deux photons. Ce calorimètre a une résolution de  $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$  pour le terme d'échantillonnage et de 0.7% pour le terme constant (la définition de ces termes est donnée au chapitre 4).

Le calorimètre hadronique utilise le fer comme absorbeur tandis que le milieu actif est constitué de tuiles scintillantes. La disposition des plaques d'absorbeurs et de tuiles scintillantes est parallèle aux hadrons incidents (voir figure 19). La résolution en énergie de ce calorimètre devrait être de  $\frac{35\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$  pour les jets.

Dans la région du bouchon, i.e. à l'extrémité du baril ( $1.5 < |\eta| < 3.2$ ), on a

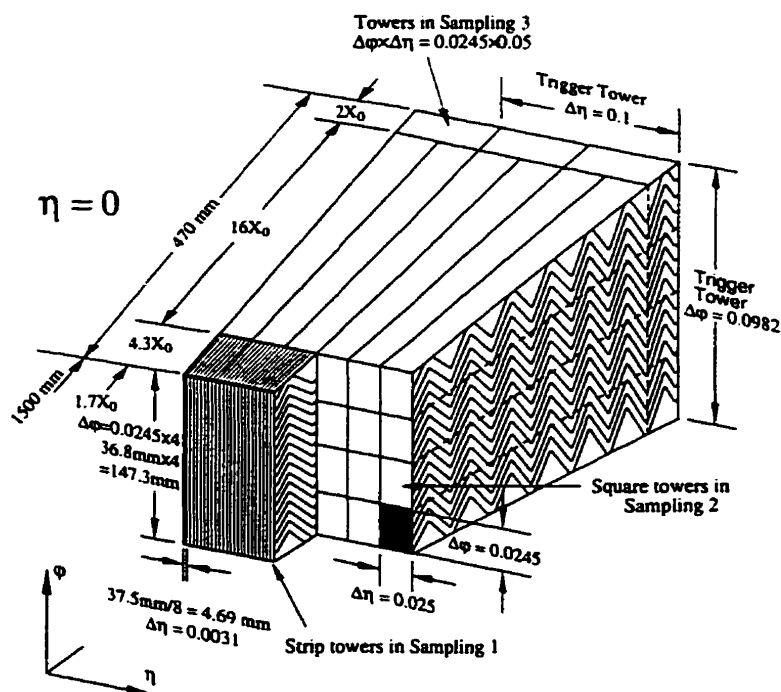


Figure 18. Le calorimètre électromagnétique

aussi deux types de calorimètres, soit électromagnétique et hadronique. Bien que le calorimètre électromagnétique utilise essentiellement le même design que celui du baril, le calorimètre hadronique lui, est très différent. Il utilise des plaques de cuivre comme absorbeur et l'argon liquide comme matériel actif. Ce choix de technologie est guidé par les exigences de résistance aux radiations et par le besoin d'absorber les gerbes hadroniques dans un volume restreint. Ce calorimètre est décrit plus en détails au chapitre 4.

Enfin, dans la région  $|\eta| > 3.2$ , on retrouve le calorimètre avant qui est composé de trois sections longitudinales. Ce calorimètre utilise aussi l'argon

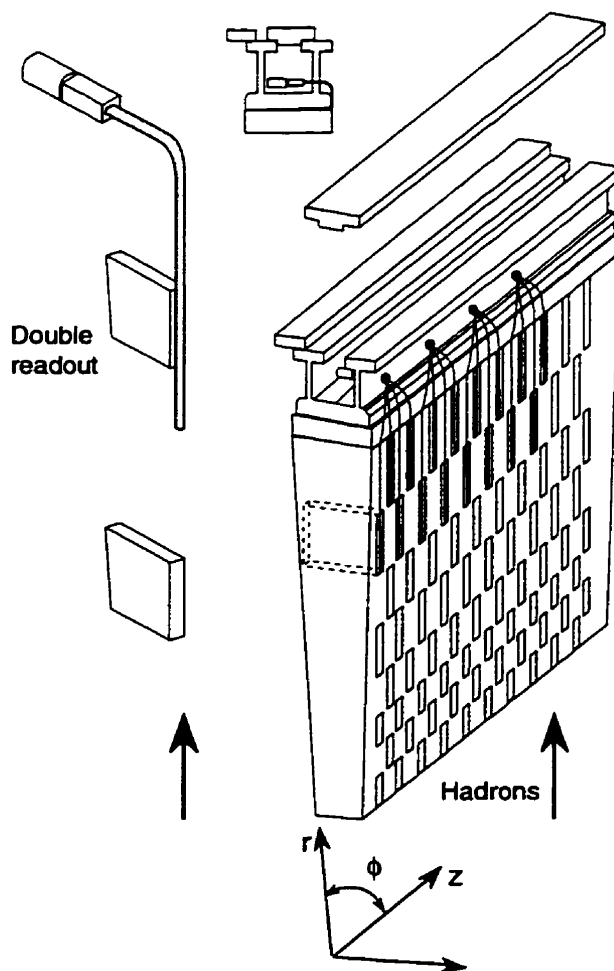


Figure 19. Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes.

liquide comme matériel actif. L'absorbeur de la première section longitudinale est composé de cuivre tandis que les deux autres sont composés de tungstène. Le tungstène est très dense et permet de limiter la propagation longitudinale et latérale des gerbes. Dans le bloc d'absorbeur, des trous sont percés selon l'axe du faisceau. Des tiges d'absorbeurs sont insérées dans les trous laissant un espace de quelques millimètres où se trouvera l'argon liquide (voir figure 20). Nous reverrons plus en détails ce calorimètre au chapitre 6.

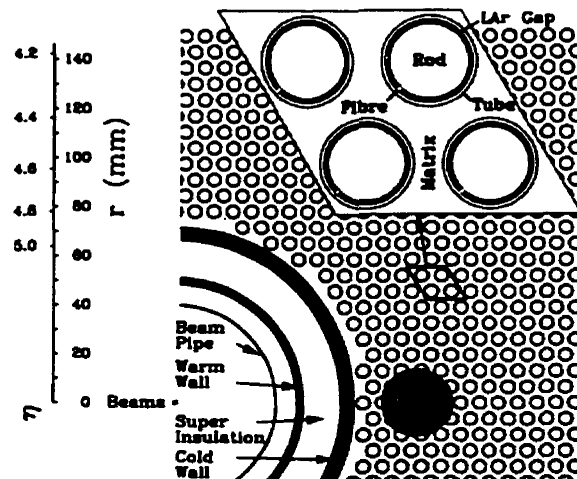


Figure 20. Le calorimètre avant.

### 3.2.3 Le trajectomètre interne

La figure 21 illustre les composantes du détecteur interne. Autour du tuyau du faisceau se trouvent des détecteurs à pixels au silicium disposés en trois couches successives à rayons croissants. Viennent ensuite les détecteurs à micro-rubans au silicium qui eux sont disposés en 4 couches. Enfin, entourant les autres détecteurs se trouvent les TRT ou Transition Radiation Tracker. Ces chambres à fils sont des pailles insérées dans des feuilles de polypropylène servant de radiateur. Il s'agit de petits cylindres métalliques dans lesquels circule un gaz. Au milieu de chacun de ces cylindres, on tend un fil qui est soumis à une haute tension pour créer un champ électrique radial entre le cylindre et le fil. Ce fil recueille le signal induit par le mouvement des charges qui sont produites par ionisation du gaz, au passage d'une particule chargée. En plus de reconstruire les traces chargées, le TRT a



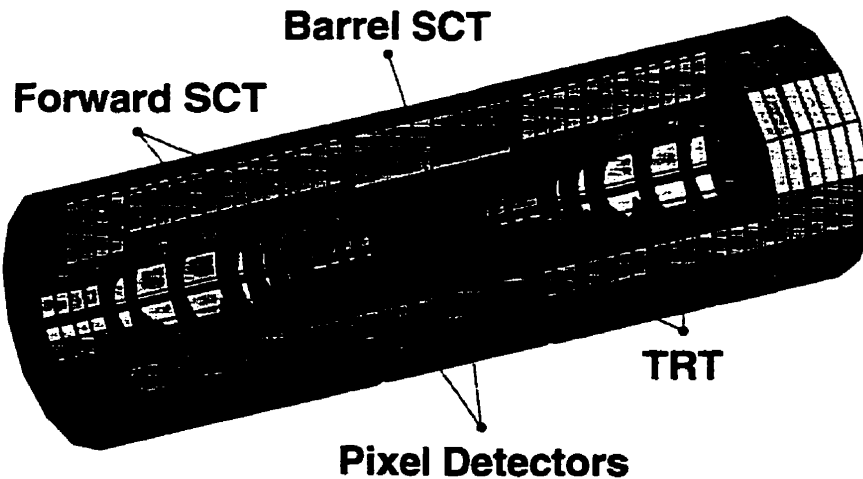


Figure 21. Le trajectomètre interne d'ATLAS.

aussi comme fonction l'identification de particules, en particulier les électrons. La résolution en  $p_T$  du trajectomètre interne est montrée à la figure 22.

### 3.2.4 DAQ et déclenchement

Nous terminons ce chapitre avec quelques mots à propos du système de déclenchement ou "trigger". Étant donné le taux très élevé de collisions au LHC, le système de déclenchement est chargé d'identifier de façon très sélective, de l'ordre d'un événement par million, les événements intéressants de manière à ne garder qu'une quantité raisonnable d'information. L'architecture du système est schématisée à la figure 23

Le système de déclenchement se divise en trois niveaux:

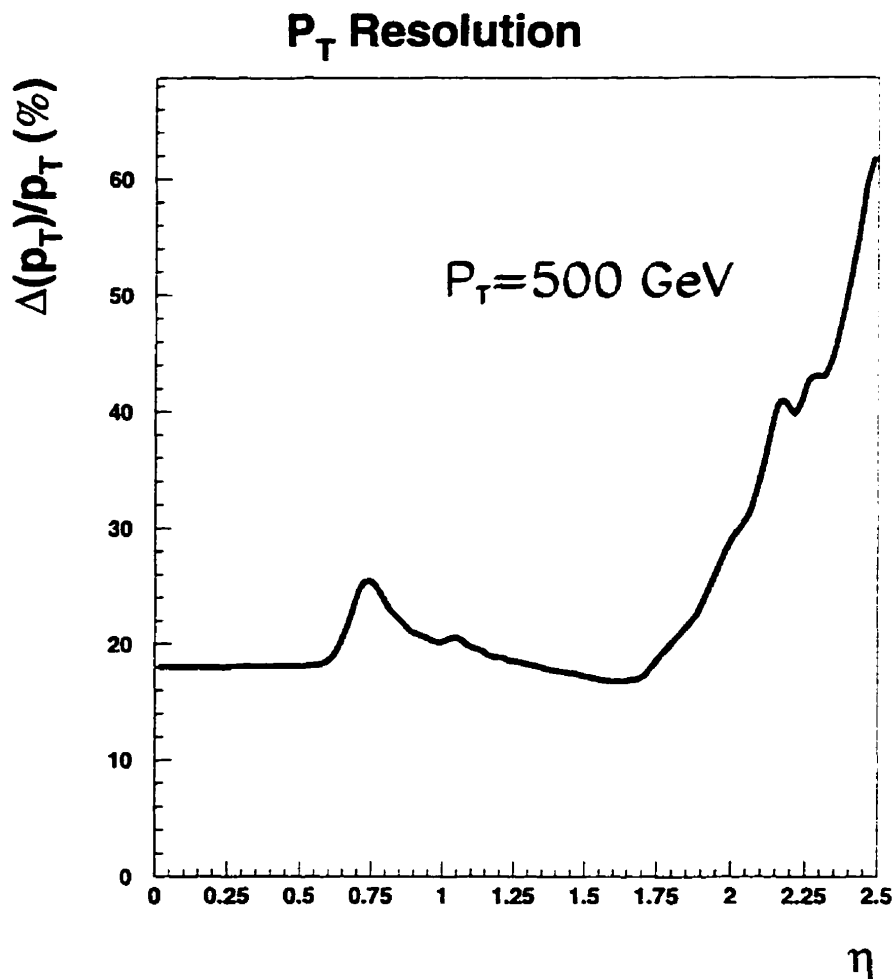


Figure 22. La résolution en  $p_T$  du trajectomètre interne.

- Le niveau 1.

Le niveau 1 fonctionne au rythme des collisions proton-proton, soit 40 MHz. Le temps requis pour que le niveau prenne une décision (latence) est d'environ  $2 \mu\text{s}$ . Le niveau 1 n'utilise que l'information provenant des chambres à muons et des calorimètres. En attendant la décision du niveau 1, les événements sont gardés dans des mémoires "pipelines". Il est prévu que ce niveau de déclenchement réduira le taux d'événements potentiellement intéressants à 100 kHz.

- Le niveau 2.

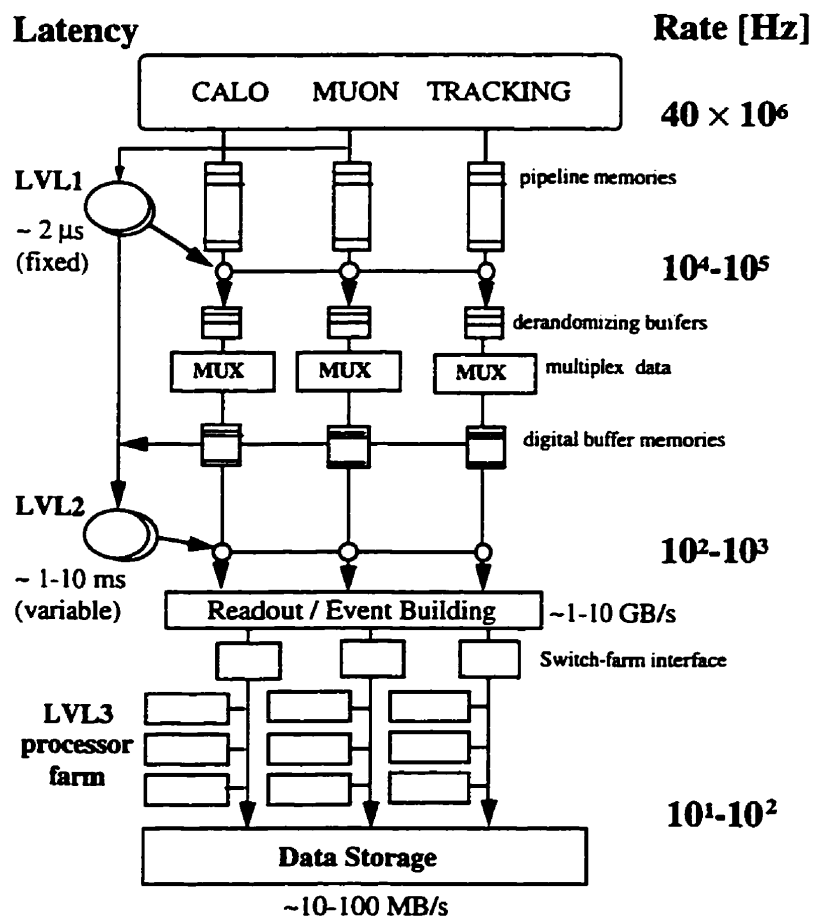


Figure 23. L'architecture de déclenchement à trois niveaux d'ATLAS.

Le niveau 2 accepte les événements au taux de 100 kHz et doit le réduire à 1 kHz pour le prochain niveau. Le niveau 2 organise l'information en "ROI", ou régions d'intérêts, pour sélectionner les événements qui contiendraient des électrons et des jets. La latence du niveau 2 est d'environ 10 ms.

- Le niveau 3.

Le niveau 3 ou "event filter" effectue une reconstruction complète de l'événement avec un temps de l'ordre d'une seconde. Le taux de sortie du niveau 3 est environ 100 Hz.

Même après ces sélections, on attend 1 Petabyte (un million de Gigabytes)

de données par année. La puissance de calcul nécessaire pour le trigger est estimée à environ  $10^5$ - $10^6$  MIPS<sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup>Million d'instructions par seconde.

## Chapitre 4

### La calorimétrie et la reconstruction de jets

Étant donné l'importance de la reconstruction de jets, et en particulier des jets avant, pour l'étude du Higgs lourd, nous consacrerons ce chapitre à l'examen du calorimètre hadronique bouchon d'ATLAS et à l'évaluation de ses performances à l'aide de simulations Monte Carlo.

Pour bien comprendre les études présentées dans ce chapitre, un bref survol des principes de la calorimétrie hadronique et électromagnétique sera d'abord effectué [36, 35]. Ce résumé sera suivi d'études portant sur le design et développement du calorimètre hadronique bouchon. Dans le cadre de ces études, la résolution intrinsèque en énergie sera évaluée pour des particules simples et pour des jets. Certaines composantes de cette résolution, qui ne dépendent pas du calorimètre, seront aussi évaluées. La dernière section de ce chapitre porte sur les analyses des tests en faisceau d'un prototype du calorimètre hadronique bouchon d'ATLAS. Ces résultats seront comparés aux simulations Monte Carlo.

#### 4.1 Principes de Calorimétrie.

De façon générale lorsqu'une particule traverse la matière, elle interagit et perd une fraction de son énergie. L'énergie est transférée à la matière environnante qui est alors excitée. Les processus qui joueront un rôle dépendent du type de particule et de son énergie. Ces processus résultent d'interactions électromagnétiques, fortes et parfois même faibles entre la particule et la matière.

Les expériences de physique des particules utilisent à présent presque toutes des calorimètres car ceux-ci ont des propriétés les rendant particulièrement intéressants:

- Les calorimètres sont sensibles aux particules chargées et neutres.
- La précision de la mesure de l'énergie s'améliore à mesure que l'énergie des particules augmente.
- La dimension des calorimètres nécessaire pour contenir des gerbes croît de façon logarithmique avec l'énergie.

La résolution en énergie des calorimètres est généralement quantifiée de la façon suivante:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (4.1)$$

où  $a$  est le terme du bruit,  $b$  est le terme d'échantillonnage et  $c$  le terme constant. Le terme du bruit provient de l'électronique et en partie du matériel en avant des calorimètres. Le terme en  $\frac{1}{\sqrt{E}}$  vient de la statistique i.e. du rapport de l'énergie déposée dans la partie active du calorimètre sur l'énergie totale déposée. On appelle cette fraction le rapport d'échantillonnage. Plusieurs facteurs contribuent au terme constant tels des variations dans la calibration des cellules de détection, la non-uniformité du calorimètre, un rapport  $e/h$  différent de l'unité etc. (voir section 4.1.2).

#### 4.1.1 Les mécanismes d'absorption électromagnétique

Le passage d'une particule chargée dans la matière fait intervenir plusieurs mécanismes de perte d'énergie. Elle ionisera les atomes du milieu du moment qu'elle a suffisamment d'énergie pour arracher un électron. La particule peut aussi exciter les atomes ou molécules du milieu sans les ioniser. Par exemple, des

atomes dans un état métastable peuvent donner lieu à de la production de lumière de scintillation, souvent utilisée comme signal dans certains calorimètres. Les particules chargées voyageant plus vite que la lumière dans le milieu émettront la lumière Cherenkov. Enfin, à plus haute énergie, des rayons  $\delta$ , de la radiation de freinage (Bremsstrahlung) et même des réactions nucléaires induites par l'interaction électromagnétique contribueront à la perte d'énergie. Ce dernier phénomène est beaucoup moins fréquent.

Un photon interagira selon trois processus dont la probabilité dépendra de l'énergie du photon et le  $Z$  (numéro atomique) du matériau [35]. À plus basse énergie, typiquement  $E < 100$  keV pour le fer, *l'effet photoélectrique* domine. Entre  $\sim 100$  keV et 10 MeV, *l'effet Compton* est le plus important et enfin, pour une énergie supérieure à 10 MeV, la production de *paires électron-positron* prend le dessus.

La perte d'énergie du photon incident peut mener au développement d'une gerbe de particules. Par exemple, un photon incident peut produire une paire électron-positron. L'électron et le positron peuvent perdre ensuite leur par ionisation ou Bremsstrahlung ce qui produira dans le dernier cas d'autres photons. Éventuellement, le positron va s'annihiler avec un électron du milieu et deux autres photons seront produits. Ces photons pourront interagir par effet Compton libérant d'autres électrons et ainsi de suite.

On peut caractériser ces gerbes en quantifiant leur profil longitudinal et transverse. On utilise couramment la "longueur de radiation" ( $X_0$ ) dans le premier et le rayon de Molière dans le deuxième. La longueur de radiation est définie comme la distance parcourue par un électron de haute énergie ( $> 1$  GeV) le long de laquelle il perdra  $\sim 63\%$  de son énergie par Bremsstrahlung. Les photons de haute énergie parcourent en moyenne une distance de  $\frac{9}{7}X_0$  avant de se convertir en paire électron-positron. Le rayon de Molière est, quant à lui, défini comme le rapport de  $X_0$  sur  $\epsilon_c$ , où  $\epsilon_c$ , dit énergie critique, correspond à l'énergie

de l'électron où les pertes par radiation et ionisation sont égales. La dispersion latérale de l'énergie est due surtout à la diffusion multiple des électrons et aux photons provenant de la radiation de freinage qui peuvent être émis à un angle important par rapport à l'axe de la gerbe.

La perte d'énergie par unité de longueur pour ces processus est donnée par la formule de Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A \beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (4.2)$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron,  $z$  la charge de la particule en unités de  $e$ ,  $K \sim 0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{cm}^2$ ,  $Z$  et  $A$  le nombre et la masse atomique du milieu et  $I$  est le potentiel d'ionisation effectif équivalent à environ  $10 \cdot Z \text{ eV}$ ;  $\delta$  est une correction pour l'effet de densité, et  $T_{max}$  est donné par:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (4.3)$$

Avec  $M$  étant la masse de la particule traversant le milieu.

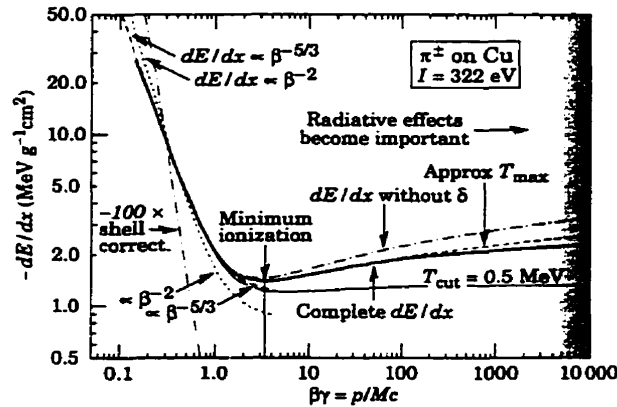


Figure 24. Le  $dE/dx$  (tiré de Phys. Rev. D 54, 1996.)

Comme le montre la figure 24, cette formule donne une courbe en fonction de l'énergie de la particule qui est caractérisée par une décroissance qui aboutit



à un minimum puis qui est suivi d'une hausse qui plafonne rapidement. Cette hausse est appelée montée relativiste.

#### 4.1.2 Mécanismes impliquant l'interaction forte.

Bien que plusieurs aspects qualitatifs des gerbes contenant des hadrons ressemblent au cas électromagnétique, les processus en présence sont beaucoup plus complexes. Un hadron chargé traversant la matière aura des interactions électromagnétiques avec le milieu mais pourra aussi interagir par l'interaction forte avec les noyaux. Lors de cette interaction nucléaire, des mesons, typiquement des pions et kaons, seront produits et expulsés du noyau. Une certaine fraction de l'énergie du hadron incident sera aussi transférée au noyau qui pourra se dé-exciter en émettant d'autres nucléons suivis de rayons gamma de basse énergie. Enfin, une partie de l'énergie cinétique de recul du noyau pourra être perdue par ionisation. Les particules ainsi émises du noyau pourront à leur tour interagir de façon électromagnétique ou forte, produisant une gerbe.

Le problème principal relié à la calorimétrie hadronique vient du fait qu'une gerbe hadronique a une composante électromagnétique et une composante hadronique et que la réponse du calorimètre à ces deux composantes (rapport  $e/h$ ) est très rarement la même. Certains hadrons comme le  $\pi^0$  ou le  $\eta$  n'interagiront que de façon électromagnétique. La fraction de l'énergie du hadron initial convertie en  $\pi^0$  variera beaucoup d'un événement à l'autre. Typiquement, 1/3 des mesons initiaux seront des  $\pi^0$  et des  $\eta$ , et le reste, pour la plupart des pions chargés, pourront à leur tour produire des  $\pi^0$ . La fraction de  $\pi^0$  croît de façon logarithmique avec l'énergie. Une réponse inégale aux deux composantes de la gerbe aura donc deux conséquences principales. D'abord, une détérioration de la résolution et ensuite une réponse non-linéaire du calorimètre en fonction de l'énergie. Nous verrons plus loin comment remédier en partie à ces problèmes.

Les gerbes électromagnétiques et hadroniques diffèrent aussi du fait qu'une fraction importante de l'énergie est déposée par des hadrons non-relativistes. Ceci a pour cause que le  $dE/dx$  de la particule a des valeurs largement supérieures à la valeur au minimum d'ionisation. Ceci peut changer de façon considérable le rapport d'échantillonnage d'une énergie à l'autre. Ensuite, pour certains absorbeurs dont l'argon liquide, la réponse à d'importants dépôts d'énergie est non-linéaire. Enfin, les neutrons lents peuvent faire un parcours important avant d'interagir, ce qui peut allonger la durée de collection du signal ou encore les particules peuvent sortir du milieu de détection. La probabilité que des hadrons perdent leur énergie exclusivement par ionisation augmente rapidement à basse énergie ( $\sim$ )GeV.

Une autre différence importante est l'énergie qui reste invisible à l'appareil de détection. À part l'énergie manquante venant des neutrinos et des neutrons, on retrouve aussi une contribution due au fait qu'une certaine quantité d'énergie est nécessaire pour libérer les nucléons du potentiel du noyau.

Les gerbes hadroniques sont décrites par la longueur d'interaction nucléaire  $\lambda_{int}$  qui augmente avec le rayon nucléaire selon  $A^{\frac{1}{3}}$ . L'étendue du développement longitudinal et latéral des gerbes hadroniques est une fonction logarithmique de  $\lambda_{int}$ .

#### 4.1.3 La compensation

La fraction d'énergie invisible est principalement responsable de l'écart entre la réponse du calorimètre aux composantes électromagnétique et hadronique. Revoyons les conséquences d'un rapport e/h différent de un: d'abord, les importantes fluctuations dans le nombre initial de  $\pi^0$  entraînent une importante perte de résolution. Ensuite, la croissance du nombre moyen de  $\pi^0$  avec l'énergie engendrera une non-linéarité dans la réponse du calorimètre. Enfin, les hadrons de basse énergie perdant leur énergie sous forme d'ionisation contribueront aussi à

la non linéarité du calorimètre à basse énergie et nuiront à la résolution quelle que soit l'énergie.

Il existe des moyens pour ramener le rapport  $e/h$  près de 1. En utilisant des absorbeurs à  $Z$  élevé comme l'uranium, il est possible, comme l'ont montré les collaborations Helios et Zeus, de compenser pour l'énergie invisible grâce aux fissions nucléaires provoquées par les particules de la gerbe. Pour des calorimètres utilisant des absorbeurs comme le cuivre ou l'acier, on doit utiliser d'autres méthodes. La collaboration H1 a démontré qu'il était possible d'obtenir un rapport  $e/h$  près de 1 en utilisant des paramétrisations [37, 38]. Par exemple, pour un calorimètre ayant  $n$  segments longitudinaux:

$$E^{recon} = \sum_{i=1}^n a_i E_i^{dep} \quad (4.4)$$

Des poids ou facteurs multiplicatifs différents sont utilisés pour obtenir l'énergie dans différents segments longitudinaux du calorimètre. Ainsi, par exemple, une gerbe ayant un contenu électromagnétique plus important déposera plus de son énergie dans les premiers segments du calorimètre. Les facteurs multiplicatifs des premiers segments longitudinaux seront donc inférieurs aux derniers de manière à compenser l'énergie invisible que l'on retrouve dans la gerbe hadronique. Cette paramétrisation doit se faire en fonction de l'énergie, ce qui pose des problèmes pour la calibration des calorimètres du LHC qui doivent mesurer des particules de très haute énergie.

## 4.2 Performances et optimisation du calorimètre hadronique bouchon

### 4.2.1 Description du calorimètre

Le design initial du calorimètre hadronique bouchon, dont la responsabilité incombe au groupe canadien d'ATLAS, est inspiré du calorimètre hadronique de H1. Ces deux calorimètres utilisent l'argon liquide comme matériel actif qui est

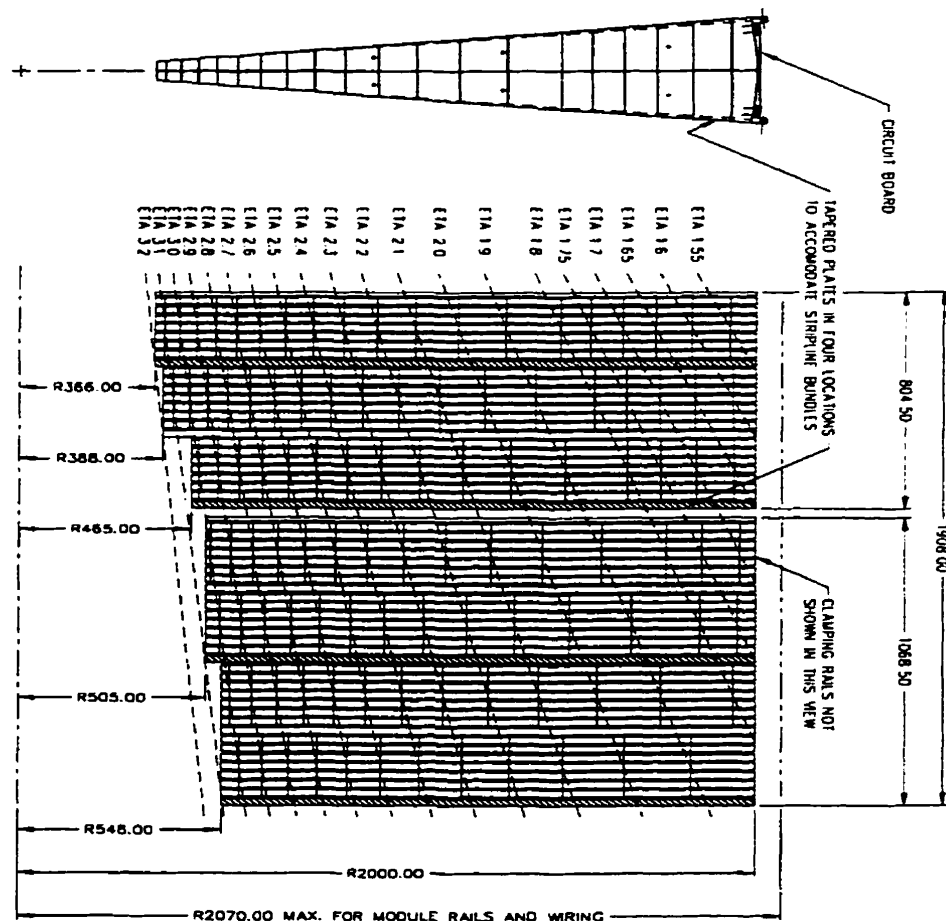


Figure 25. Schéma du calorimètre hadronique Bouchon d'ATLAS tel que présenté dans la Proposition Technique.

inséré entre des plaques parallèles d'absorbeur. Le calorimètre bouchon utilise des plaques de 2.5 cm de cuivre comme matériel d'absorption et la collection des charges est assurée par des électrodes disposées tel que le montre la figure 26 . La granularité envisagée du détecteur au début des études était de  $0.05 \times 0.05 \Delta\eta \times \Delta\phi$  jusqu'à  $\eta=1.8$  et de  $0.1 \times 0.1$  jusqu'à  $\eta=3.2$ .

Dans une cellule du calorimètre (figure 26), l'espacement entre plaques de cuivre est de 8.5 mm et l'espacement entre les électrodes est d'environ 1.8 mm. L'électrode de lecture est celle au centre. Cette configuration s'appelle un trans-

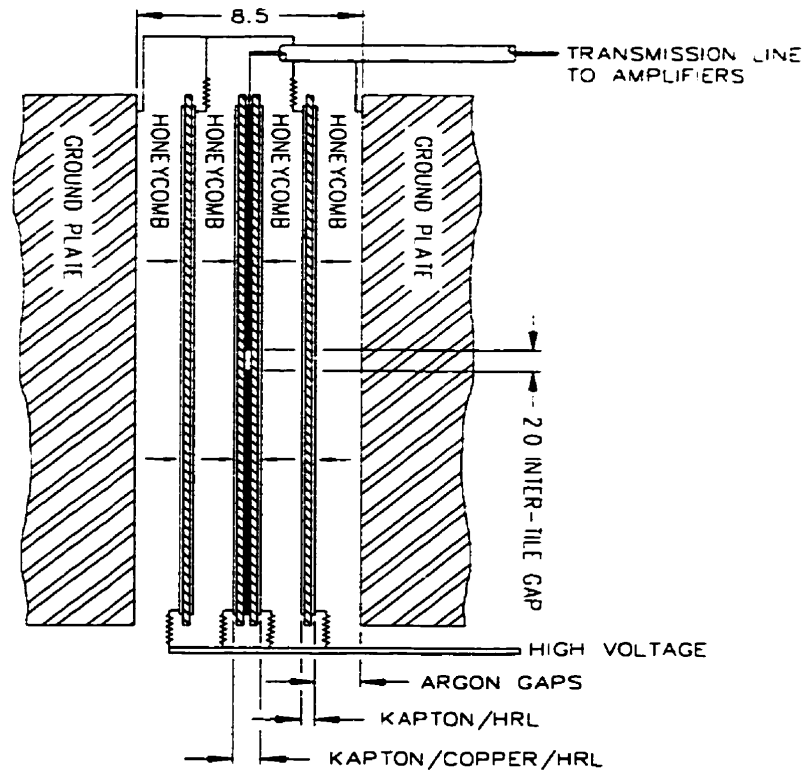


Figure 26. Cellule du calorimètre hadronique Bouchon d'ATLAS

formateur électrostatique[39].

Le travail d'optimisation consiste à réduire le coût du détecteur en s'assurant que la configuration de la géométrie respecte les objectifs de performance. Ce travail vise, entre autres, à diminuer la granularité latérale et longitudinale du calorimètre.

#### 4.2.2 Études d'optimisation

Nos premières études d'optimisation du calorimètre hadronique bouchon furent effectuées avec un programme autonome utilisant GEANT[40]. GEANT est un programme Monte Carlo de transport de particules dans les matériaux. Il tient compte de tous les effets mentionnés plus haut et des propriétés spécifiques

des matériaux utilisés. Outre la description des absorbeurs et de l'argon liquide, la géométrie incluait les électrodes baignant dans l'argon ainsi que les espacements en  $\phi$  et  $\eta$  entre les plaques de cuivre. Nos premières études portèrent sur la résolution des électrons et pions. Ensuite, la géométrie fut incluse dans le programme de simulation DICE du détecteur ATLAS. Ce programme, basé sur GEANT, tient compte de façon détaillée de la géométrie du détecteur et simule aussi le champ magnétique produit par le solénoïde central.

#### 4.2.2.1 Résultats Monte Carlo avec pions.

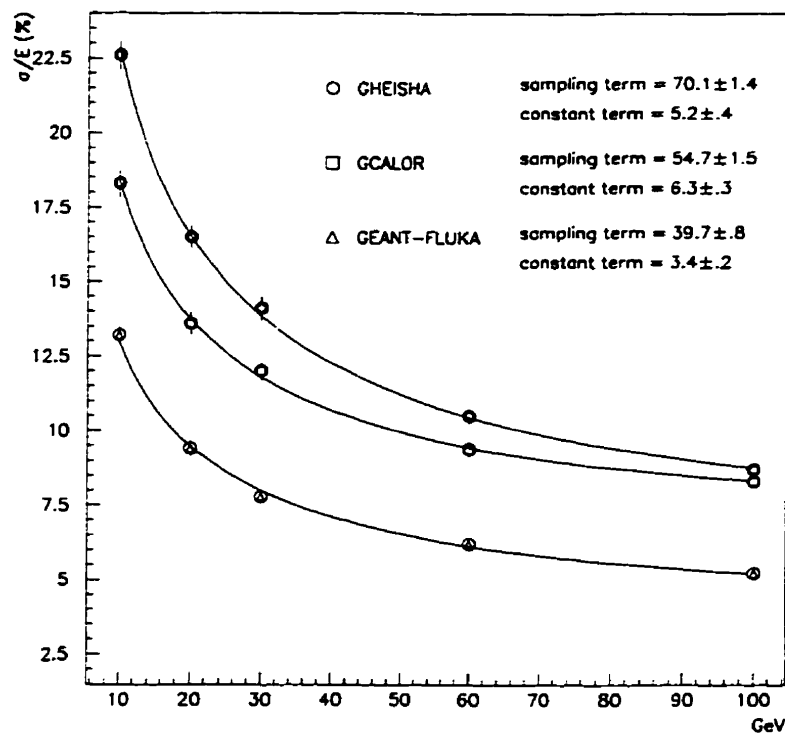


Figure 27. Résolution en énergie pour les pions

La figure 27 montre la résolution en énergie pour des pions, obtenue avec trois algorithmes hadroniques différents. Une différence importante est observée

entre les trois algorithmes, GEANT-FLUKA donnant le résultat le plus optimiste et GHEISHA le plus pessimiste.

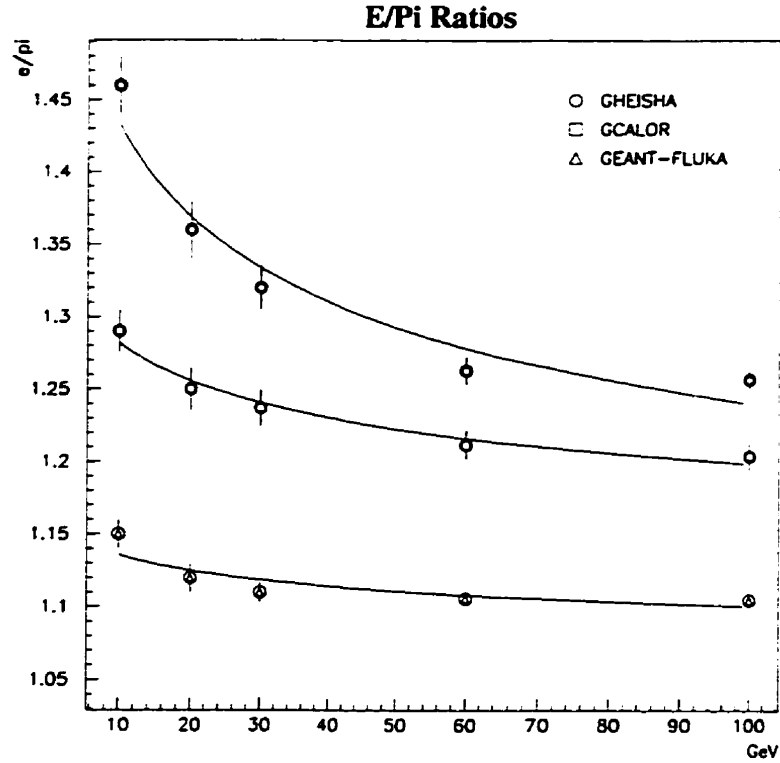


Figure 28. Rapports  $e/\pi$

La figure 28 montre les courbes des rapports  $e/\pi$  en fonction de l'énergie pour les trois algorithmes. Il est possible d'extraire les rapports  $e/h$  à l'aide des formules suivantes[35]:

$$\frac{e}{\pi}(E) = \frac{\frac{e}{h}}{1 - \langle F_{em} \rangle (1 - \frac{e}{h})} \quad (4.5)$$

et

$$\langle F_{em} \rangle = C \log(E) \quad (4.6)$$

et  $C$  est un paramètre lissé<sup>1</sup> qui ne dépend pas de  $E$ . Ces formules donnent un

---

<sup>1</sup>environ égal à 0.12

rapport  $e/h$  d'approximativement 1.7 pour GHEISHA, 1.35 pour GCALOR et 1.1 pour GEANT-FLUKA.

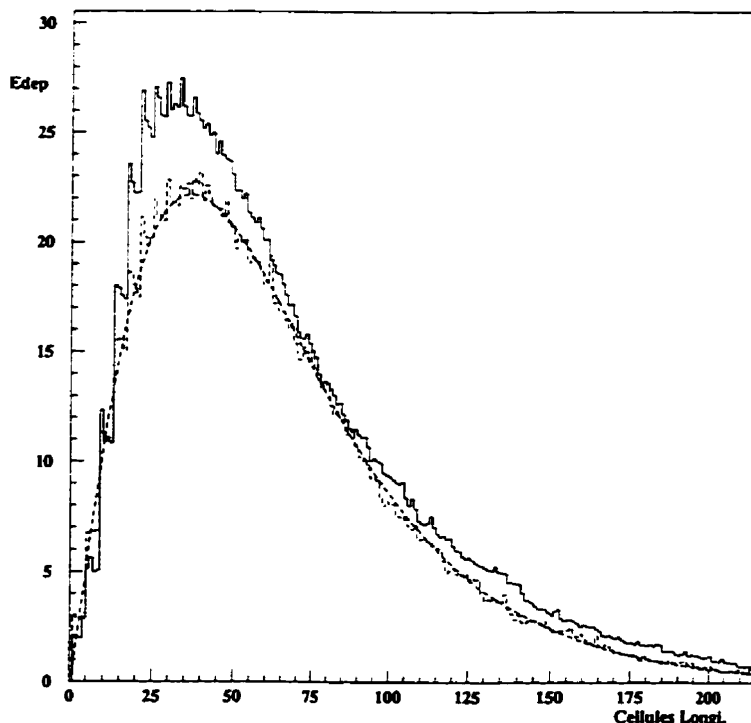


Figure 29. Énergie déposée (unités arbitraires) longitudinalement. La courbe pleine est pour GEANT-FLUKA et la courbe pointillée est pour GHEISHA.

La figure 29 montre l'énergie déposée en fonction de la profondeur dans le calorimètre. On remarque que FLUKA dépose plus d'énergie en profondeur que les deux autres algorithmes.

La figure 30 montre le profil de l'énergie déposée en fonction du temps. Le creux dans les distributions vient du fait qu'il y avait, dans cette géométrie, un espace de quelques centimètres entre les deux roues en profondeur. On remarque qu'avec GEANT-FLUKA, le dépôt d'énergie se fait en un temps plus long.



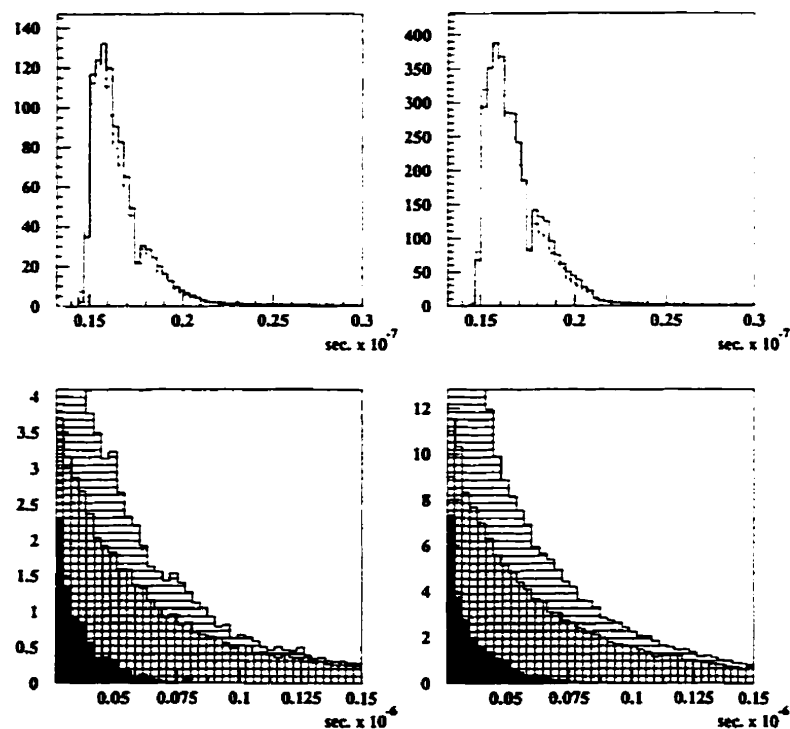


Figure 30. Énergie déposée en fonction du temps. En haut, la ligne pleine représente les prédictions de GEANT-FLUKA, la ligne avec tirets GHEISHA et la ligne pointillée GCALOR. En bas, la courbe supérieure est GEANT-FLUKA, la courbe au milieu est GHEISHA et la courbe du bas est GCALOR.

En résumé, FLUKA donne une résolution en énergie supérieure aux autres codes et affiche un rapport  $e/h$  de 1.1. À l'autre extrême, GHEISHA donne une résolution inférieure avec un rapport  $e/h$  de 1.7. Ces résultats très divergents motiveront des mesures directes avec faisceaux (voir section 4.3).

### 4.2.3 Résultats pour les jets

La résolution en énergie des jets dans le système de calorimétrie d'ATLAS dépendra de plusieurs facteurs, dont la quantité et le type de matériel en avant des calorimètres, le bruit d'empilement, les algorithmes et coupures utilisées lors de la reconstruction et aussi la qualité de l'étalonnage. On ne peut se permettre de négliger ces effets lors de la conception et de l'optimisation du calorimètre, sans quoi la résolution attendue en énergie intrinsèque risquerait d'être irréaliste.

Cette section porte sur la résolution en énergie lorsque l'on inclut le matériel et champ magnétique en avant des calorimètres. Pour cela, des dijets ( $d\bar{d}$ ) furent utilisés. La distribution angulaire des produits de fragmentation est beaucoup plus réaliste que celles des jets uniques utilisés lors d'études antérieures[41].

#### 4.2.3.1 Effets externes

L'effet sur la résolution des muons et des neutrinos a été évalué en comparant l'énergie du quark au vertex à l'énergie de tous les muons et neutrinos juste avant d'entrer dans le calorimètre. La contribution des ces particules à l'énergie totale des jets est en moyenne inférieure à 1% et le rms de la distribution en énergie est de 2 GeV  $E_T$  pour un jet de 75 GeV  $E_T$ .

L'effet du matériel de trajectométrie, du matériel mort (cryostat, câbles et services) et du champ magnétique a aussi été évalué de façon analogue à la méthode utilisée au paragraphe précédent. Pour cela, on a généré des jets d'énergie transverse de 15, 40, 60, 100 et 120 GeV. L'énergie a été reconstruite dans deux cônes de  $\Delta R = 0.5$  et  $0.7$  en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ , centrés à  $\eta = 2.3$ . La valeur moyenne de l'énergie perdue, soit dans le matériel situé avant le calorimètre, soit parce qu'elle sort du cône, est montrée à la figure 31 pour ces cinq valeurs d'énergies. Le rms de cette différence, fonction de la racine carrée de l'énergie, est

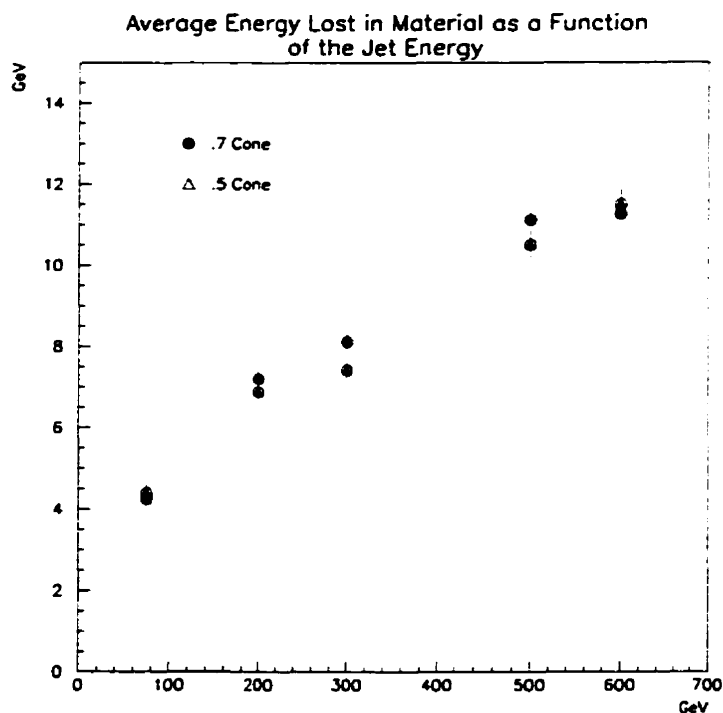


Figure 31. Énergie moyenne perdue dans le matériel en fonction de l'énergie du jet évaluée à  $\eta=2.3$ .

présentée à la figure 32. La dépendance en énergie du rms montre que les contributions du matériel à la résolution en énergie des jets ne peuvent être mesurées à l'aide d'un terme du type  $a/E$  comme on pourrait s'y attendre. Ceci est dû aux fluctuations dans le nombre de particules du jet, et du type de particules présentes dans le jet. Aussi, le nombre moyen de particules augmente avec l'énergie, ce qui peut aussi contribuer à cet effet.

La figure 33 montre l'effet de ces fluctuations sur la résolution en énergie. La courbe ainsi obtenue est lissée à l'aide de l'équation (4.1). Un terme constant presque nul n'est pas surprenant car on prend l'énergie exacte des particules avant l'entrée dans le calorimètre. Cette figure démontre à quel point le matériel inerte et les fuites en dehors du cône sont des facteurs importants de la résolution en

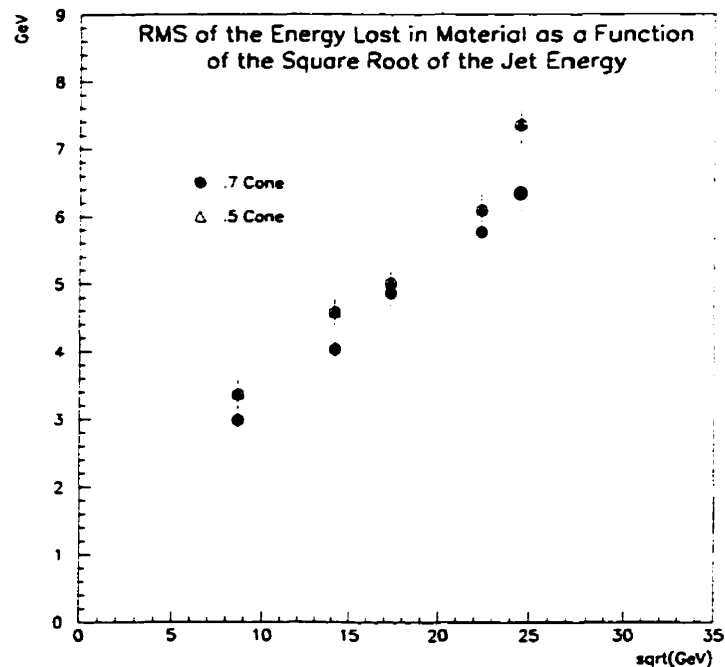


Figure 32. RMS de l'énergie perdue dans le matériel en fonction de la racine carrée de l'énergie du jet

énergie du détecteur.

L'effet du champ magnétique a également été étudié. Il est moins important dans la région bouchon et on trouve qu'il est relativement négligeable.

La résolution est également fonction de certaines caractéristiques internes des jets. Les effets des fluctuations dans la multiplicité, distribution en énergie et distribution angulaire des particules d'un jet sur la résolution en énergie ont donc été étudiés. Pour cela, le même dijet a été envoyé à plusieurs reprises dans le calorimètre et comparé au cas où la résolution est évaluée à l'aide de plusieurs jets différents, mais de même énergie et pseudorapidité. La figure 34 montre la résolution en énergie moyenne des jets dans chacun des cas. Les résultats montrent que le terme de matériel ( $a/E$ ) reçoit des contributions dues aux fluctuations

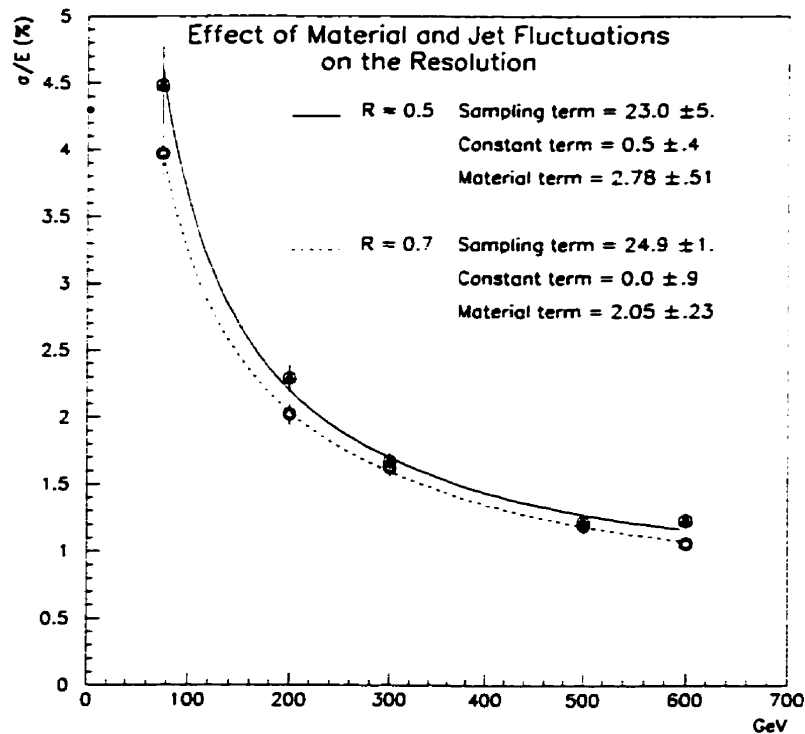


Figure 33. L'effet du matériel et des fluctuations des jets sur la résolution en énergie à  $\eta=2.3$ .

jet-jet.

#### 4.2.3.2 La résolution en énergie du calorimètre bouchon pour les jets.

Dans le but de comparer la résolution en énergie obtenue avec la géométrie utilisée dans cette étude et celle obtenue lors d'études antérieures[41], on tiendra compte de l'énergie collectée dans tout le calorimètre bouchon. Les résultats de la reconstruction obtenus pour les mêmes étapes énoncées ci-haut, sont présentés à la figure 35 pour GEANT-FLUKA et GCALOR. Les différences observées entre les jets centrés à  $\eta = 2.1$ , 2.3 et 2.5 sont négligeables. Les résultats sont comparés

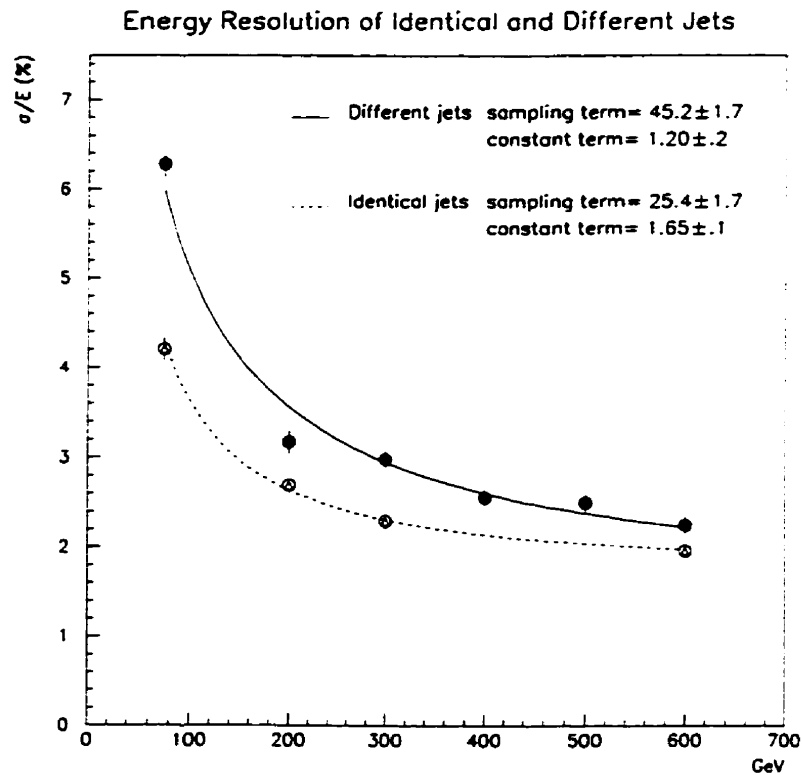


Figure 34. La résolution en énergie pour des jets identiques et des jets différents à  $\eta=2.3$ .

avec l'étude antérieure[41] au tableau 7 . Cette dernière étude utilisait des jets uniques au lieu des dijets.

Les résolutions obtenues pour des cônes de  $\Delta R=0.3, 0.5$  et  $0.7$  sont montrées à la figure 36 pour les deux algorithmes de transport hadronique.

Dans le but d'évaluer les effets des coupures GEANT<sup>2</sup>, un ensemble de jets d'énergies de 40 GeV furent re-simulés avec des coupures utilisées par la collaboration H1. Ces coupures réduisent les coupures électromagnétiques de 1 MeV

<sup>2</sup>Ces coupures déterminent à quelle énergie GEANT arrête de suivre les particules de la gerbe

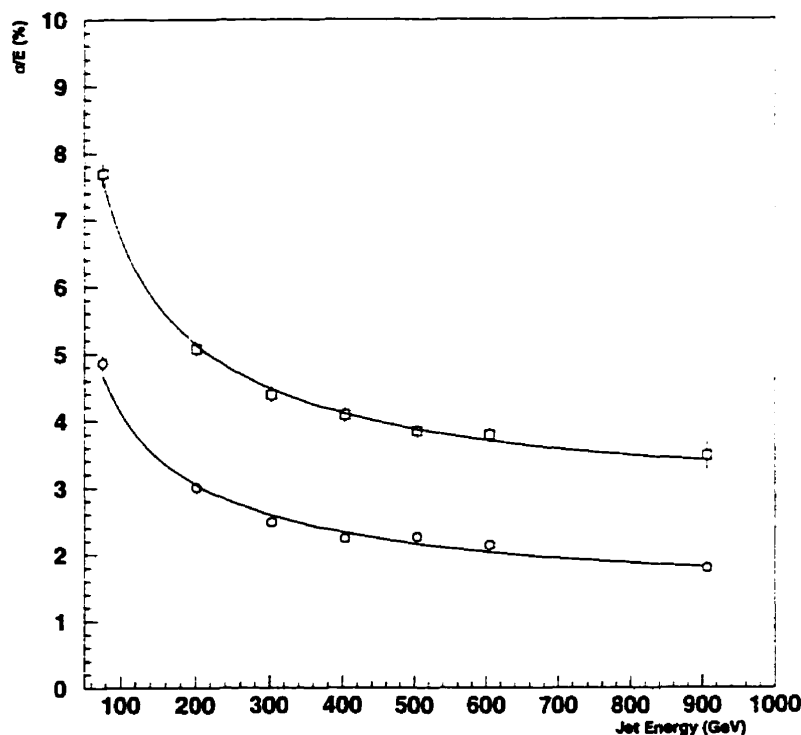


Figure 35. Résolution en énergie du calorimètre bouchon. Les carrés représentent GCALOR et les cercles GEANT-FLUKA à  $\eta=2.3$ . Les résultats du lissage sont donnés au tableau 7.

à 0.2 MeV et les coupures hadroniques de 10 MeV à 1 MeV. Tel qu'on peut le constater au tableau 4.2.3.2, très peu de différences sont observées.

Un autre paramètre important à évaluer est la queue de la distribution en énergie. Une composante importante présente dans les queues implique non seulement une mauvaise mesure de l'énergie mais aussi une contribution fictive à l'énergie transverse manquante. La queue de la distribution, évaluée pour un cône de  $\Delta R=0.7$  au vertex est présentée à la figure 37. Après lissage de la distribution à une gaussienne, on prend pour la queue la fraction d'événements pour laquelle l'énergie reconstruite du jet se trouve à moins de -1.5 ou plus de +3 écarts types

Paramètre	Présente mesure	CAL-083
Fluka terme $\sqrt{E}$ %	$39.16 \pm 1.04$	$48.6 \pm 0.9$
Fluka terme constant(GeV)	$1.27 \pm 0.09$	$0.78 \pm 0.08$
GCALOR terme $\sqrt{E}$ %	$61.55 \pm 1.75$	n/d
GCALOR terme constant (GeV)	$2.73 \pm 0.13$	n/d

Tableau 7. Termes constants et termes d'échantillonnages pour GCALOR et GEANT-FLUKA comparés aux résultats de la note ATLAS CAL-083.

Coupures GEANT	FLUKA $\sigma/E$ (%)	GCALOR $\sigma/E$ (%)
Défauts GEANT	$5.67 \pm 0.18$	$9.63 \pm 0.33$
Coupures H1	$5.62 \pm 0.19$	$9.96 \pm 0.38$

Tableau 8. Résolution pour des jets de 40 GeV  $E_T$  avec deux ensembles de coupures GEANT différentes.

de la moyenne de la gaussienne. Comme référence, une distribution gaussienne parfaite aurait 6.7% de ses événements hors de la région mentionnée ci-haut.

#### 4.2.3.3 Comportement des constantes de calibration

Le comportement des constantes de calibration des sections longitudinales ( $a_i$  de la formule 4.4) en fonction de l'énergie a aussi été étudié. La figure 38 compare les constantes obtenues pour les 7 sections du calorimètre électromagnétique et hadronique bouchon pour GEANT-FLUKA et GCALOR. Si GCALOR a des valeurs plus grandes dans le calorimètre hadronique bouchon, c'est parce que le rapport e/h est plus grand. Il est à noter que les deux algorithmes utilisent le même code pour la partie électromagnétique.



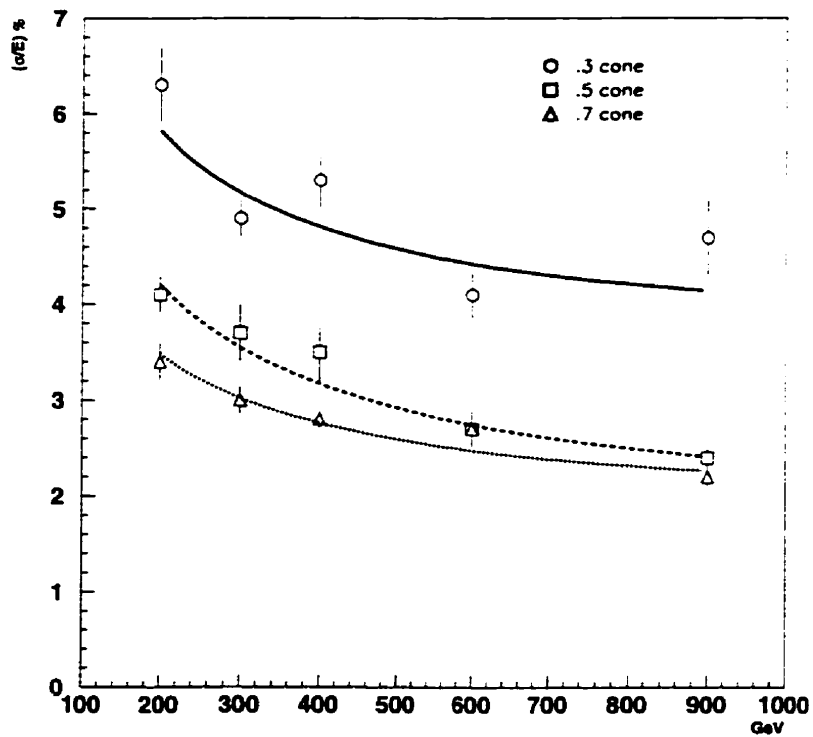


Figure 36. Résolutions obtenues en reconstruisant les jets avec des cônes de  $\Delta R$  de 0.3, 0.5 et 0.7, avec GEANT-FLUKA.

#### 4.2.4 Géométrie du Technical Design Report

La version du calorimètre présentée à la figure 39 est celle du TDR[30]. La segmentation latérale est de  $0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) jusqu'à  $\eta$  2.5 et de  $0.2 \times 0.2$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) au delà. La deuxième roue est composée de plaques deux fois plus épaisses que celles de la première roue. Il a été vérifié[42, 43] que ces modifications n'avaient qu'un effet minime sur la résolution en énergie des jets et sur le potentiel d'étiquetage des jets avant.

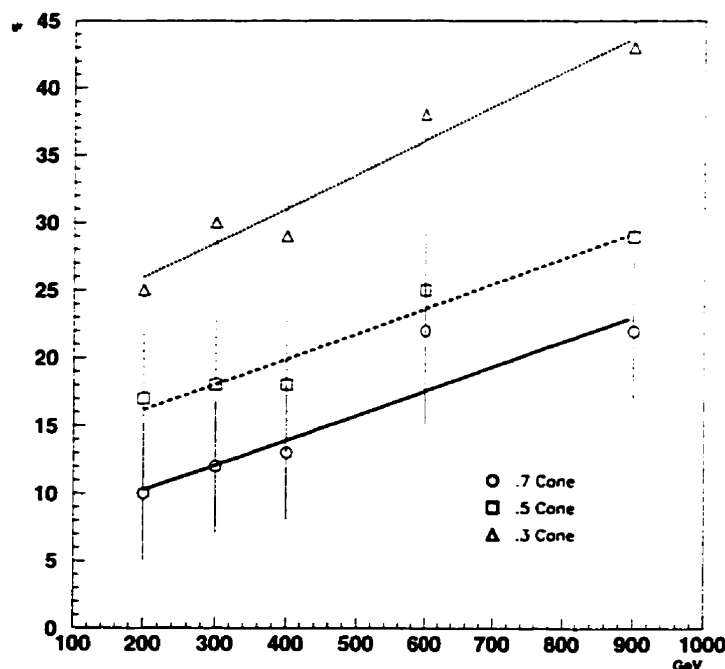


Figure 37. Pourcentage de l'énergie dans les queues de distribution. Le lissage pour isoler les queues de distribution est une gaussienne asymétrique allant de -1.5 à 3.0 sigma. Comme référence, une gaussienne parfaite aurait 6.7% de ces événements à l'extérieur du cône. GEANT-FLUKA a servi à produire ces résultats.

#### 4.3 Tests en faisceaux

Les premiers tests en faisceaux ont eu lieu en 1996 durant les mois de mai, juillet et septembre dans la ligne H6 du SPS au CERN. Quatre modules prototypes ont été testés durant ces périodes. Il s'agissait de deux modules de la première roue du calorimètre hadronique bouchon et deux modules de la deuxième roue. Les modules de la première avaient une segmentation latérale de  $0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) et constituaient  $1/32^\circ$  de la roue en  $\phi$ . Longitudinalement, ils étaient divisés en trois sections de 8 plaques de 25mm chacune. Pour les modules de la

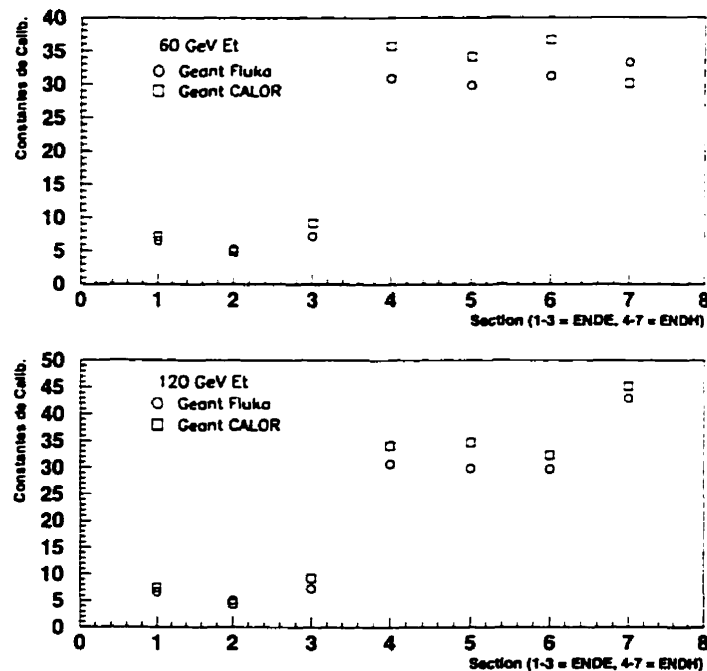


Figure 38. Les valeurs des constantes de calibration pour les 7 sections longitudinales du calorimètre bouchon.

roue arrière, la segmentation longitudinale était en deux sections de 8 plaques de 25mm chacune.

Le montage expérimental est illustré à la figure 40. Le prototype était incliné d'un angle de 18.8 degrés, correspondant à l'angle d'entrée des particules à  $\eta=1.8$  dans le détecteur ATLAS. Le cryostat pouvait être bougé horizontalement de  $\pm 30\text{cm}$  et la position d'impact verticale pouvait être changée de  $\pm 25\text{cm}$  grâce à des aimants de courbure. Le système de déclenchement était assuré par des murs de scintillateurs et des détecteurs Cherenkov permettaient l'identification de particules. Des chambres proportionnelles multi-fils permettaient une mesure précise du point d'impact sur le calorimètre. Le calorimètre a été bombardé d'électrons, de muons et de pions à des énergies allant de 10 à 200 GeV, pour

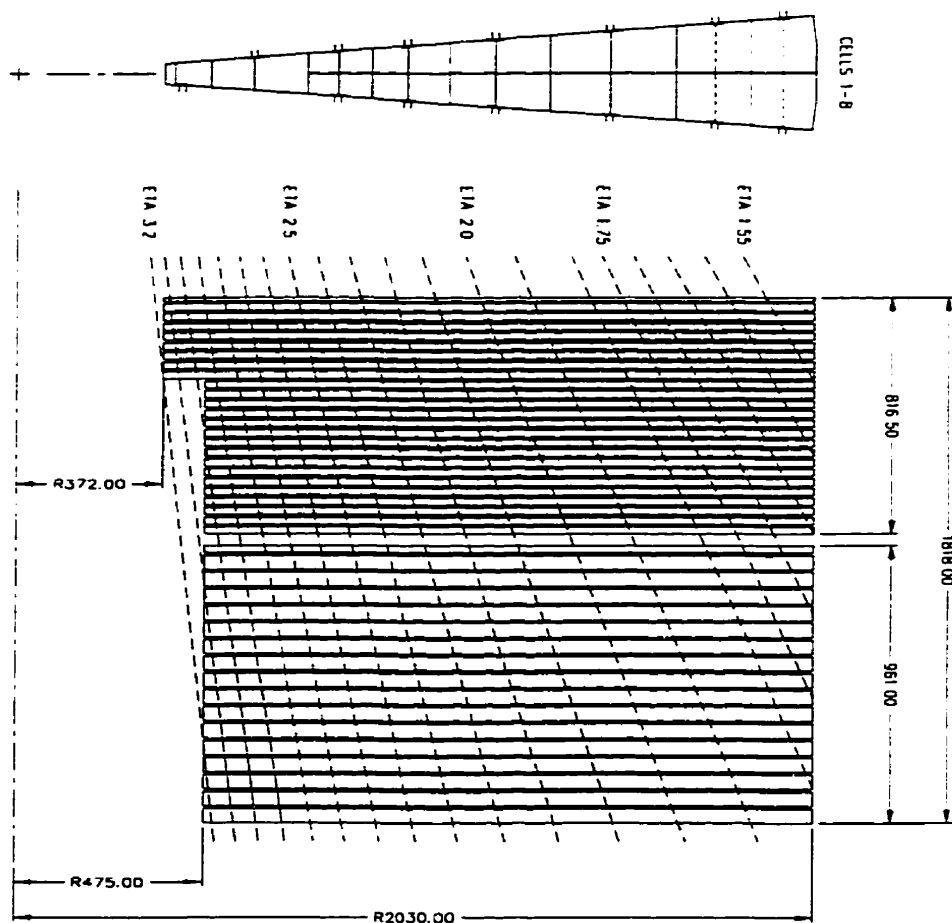


Figure 39. Géométrie du calorimètre hadronique bouchon présenté dans le TDR de calorimétrie argon liquide.

différentes positions horizontales et verticales.

Le système d'acquisition de données était constitué de 160 canaux de lecture et de 1280 préamplificateurs. Les amplificateurs de mise en forme avaient un temps de montée de 43 ns pour une impulsion triangulaire de 360 ns. La réponse d'un canal individuel à des électrons apparaît à la figure 41 pour différentes valeurs de tension.

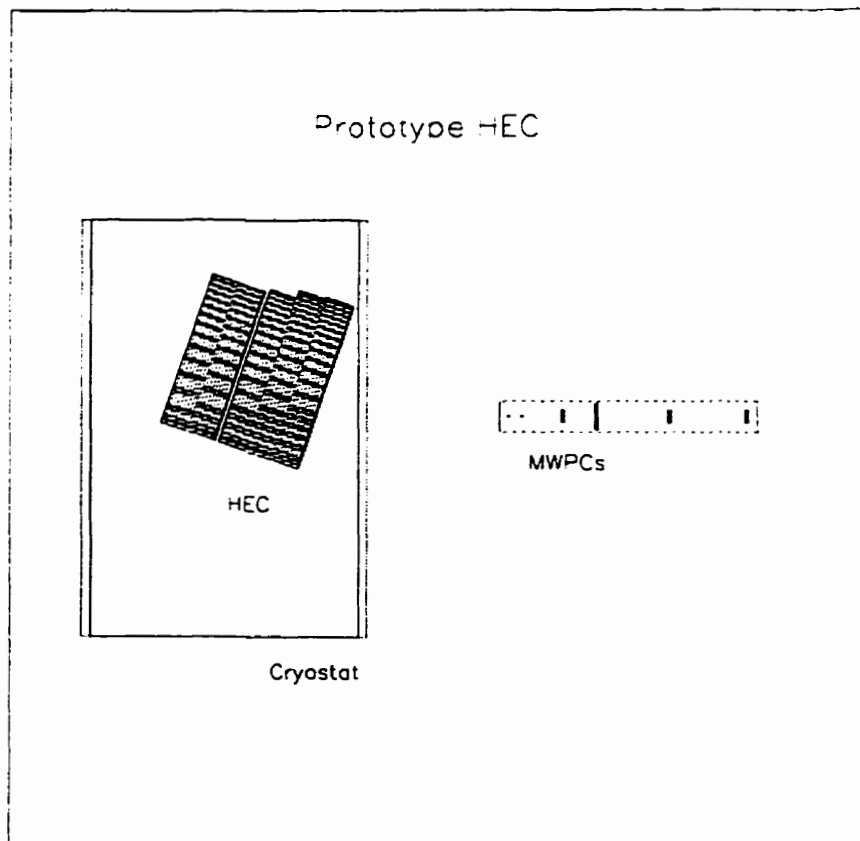


Figure 40. Schéma obtenu de GEANT du prototype du calorimètre hadronique bouchon utilisé lors des tests en faisceaux.

#### 4.3.1 Résultats pour les électrons

Les résultats de la résolution en énergie des électrons sont présentés à la figure 42. Cinq canaux (les  $a_i$  de la formule 4.4) furent utilisés pour reconstruire l'énergie: trois dans la première section longitudinale et deux dans la seconde. La résolution en énergie est paramétrisée selon l'équation (4.1).

Les résultats démontrent un bon accord avec la simulation Monte Carlo du montage expérimental.

La linéarité de la réponse en énergie pour les électrons est donnée à la fi-

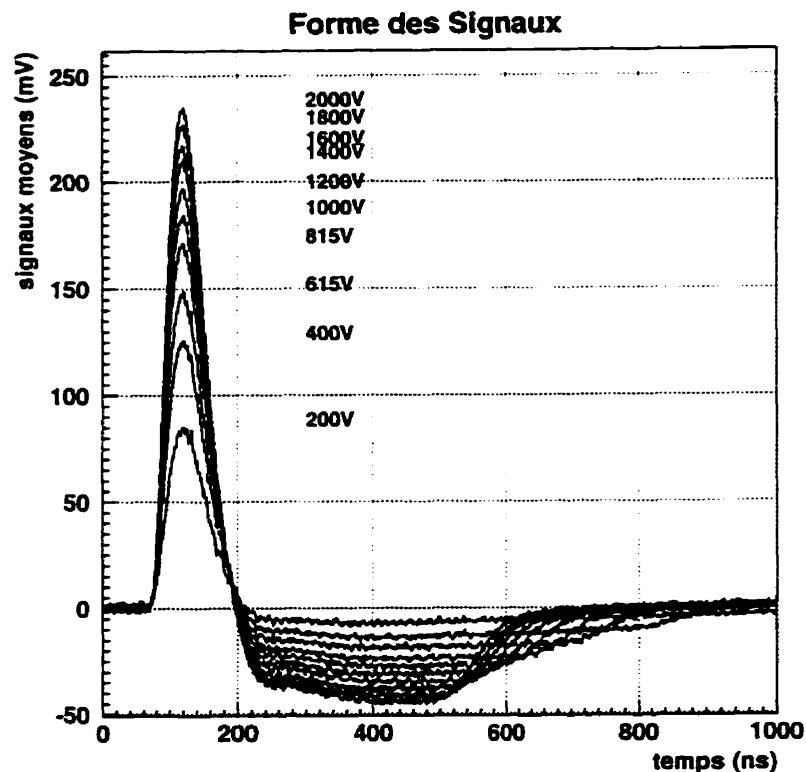


Figure 41. Signaux après mise en forme pour différentes valeurs de tension sur les électrodes.

gure 43. À haute énergie, la linéarité ne dévie pas de plus de 1%. À basse énergie la déviation est attribuable au matériel devant le calorimètre et aux coupures pour réduire le bruit électronique.

#### 4.3.2 Résultats pour les pions

L'évaluation de la résolution en énergie des pions est compliquée par plusieurs facteurs. D'abord, les gerbes hadroniques n'étaient contenues que partiellement dans le prototype. Ensuite, le bruit électronique était important à cause du nombre de canaux dont il faut tenir compte étant donné l'étendue latérale et

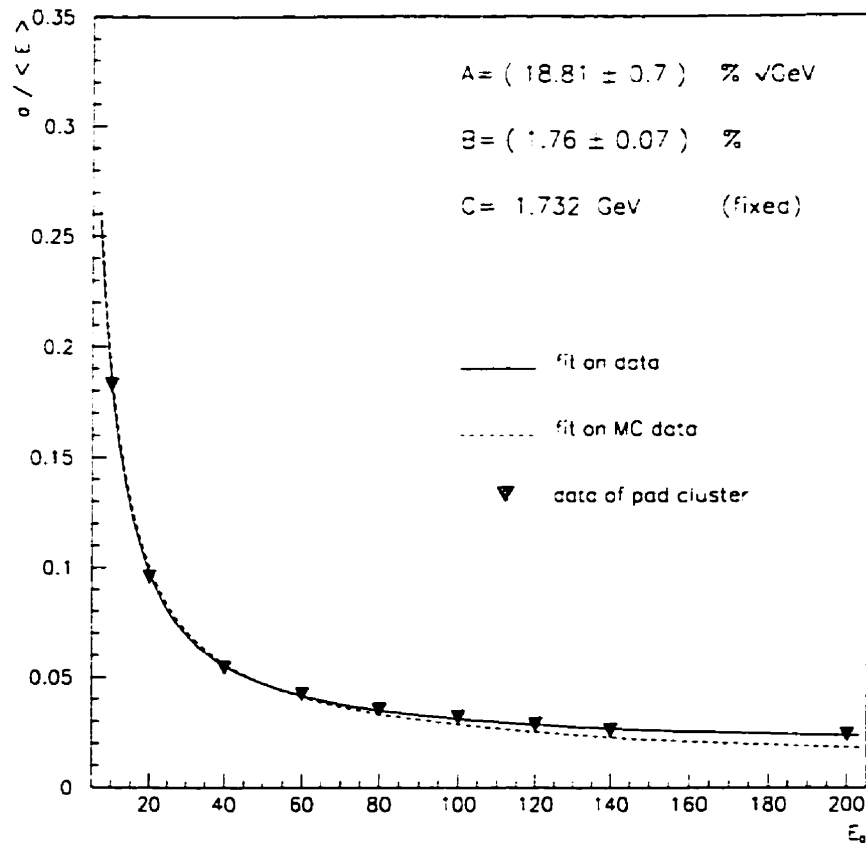


Figure 42. Résultats préliminaires pour la résolution en énergie des électrons.

longitudinale des gerbes hadroniques<sup>3</sup>. Enfin, un étalonnage indépendant pour chaque cellule utilisant des impulsions connues n'était pas disponible. Bien que pour les électrons ceci avait peu d'effet, étant donné le petit nombre de cellules utilisées dans la reconstruction, il n'en va de même pour les pions. Néanmoins, de récentes analyses[44] ont comparé les résultats expérimentaux aux simulations Monte Carlo (figure 44).

Des trois algorithmes de transport hadronique, GCALOR s'avère être celui qui reproduit le mieux les mesures expérimentales. Si on tient compte des énergies perdues à cause des fuites latérales et longitudinales, GCALOR prédit, après

<sup>3</sup>Il est à noter que l'électronique utilisée lors de ces tests n'est pas celle envisagée pour le design final. Le bruit électronique devrait être de beaucoup inférieur.

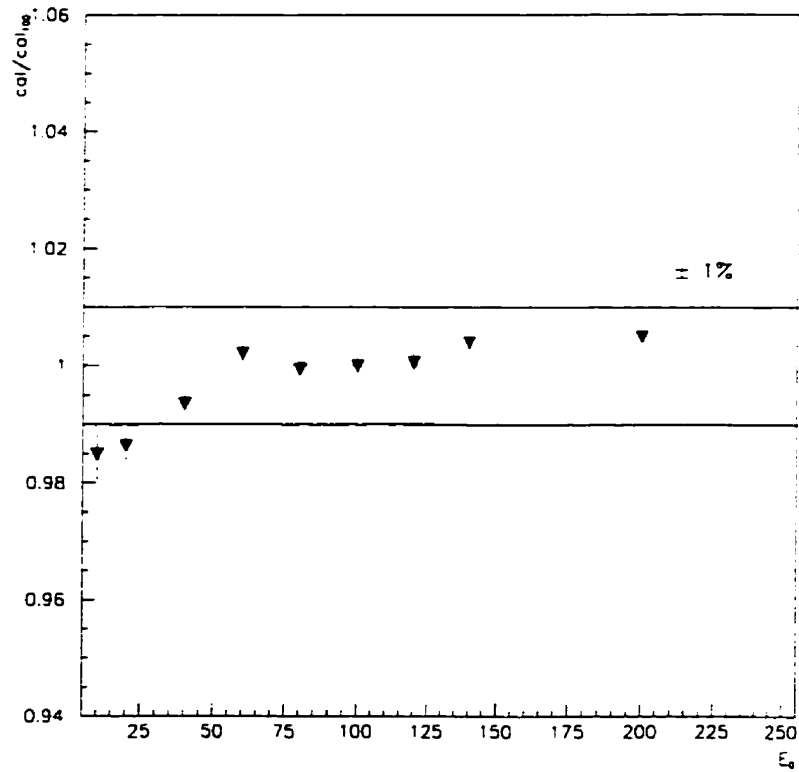


Figure 43. Linéarité de la réponse en énergie du calorimètre pour des électrons.  
(Tiré du TDR)

coups, un terme constant de 3% et un terme d'échantillonnage de 70%.

#### 4.4 Conclusion du chapitre

Le design actuel du calorimètre hadronique bouchon est le fruit de plusieurs études Monte Carlo d'optimisation. Ces études ont démontré d'importantes différences dans les résultats suivant l'algorithme de transport hadronique utilisé. Les trois algorithmes ont été comparés à des analyses préliminaires des données obtenues lors de tests en faisceau d'un prototype du calorimètre. GCALOR se rapproche le plus des données expérimentales.

Nous avons vu que GCALOR prédit une résolution intrinsèque en énergie



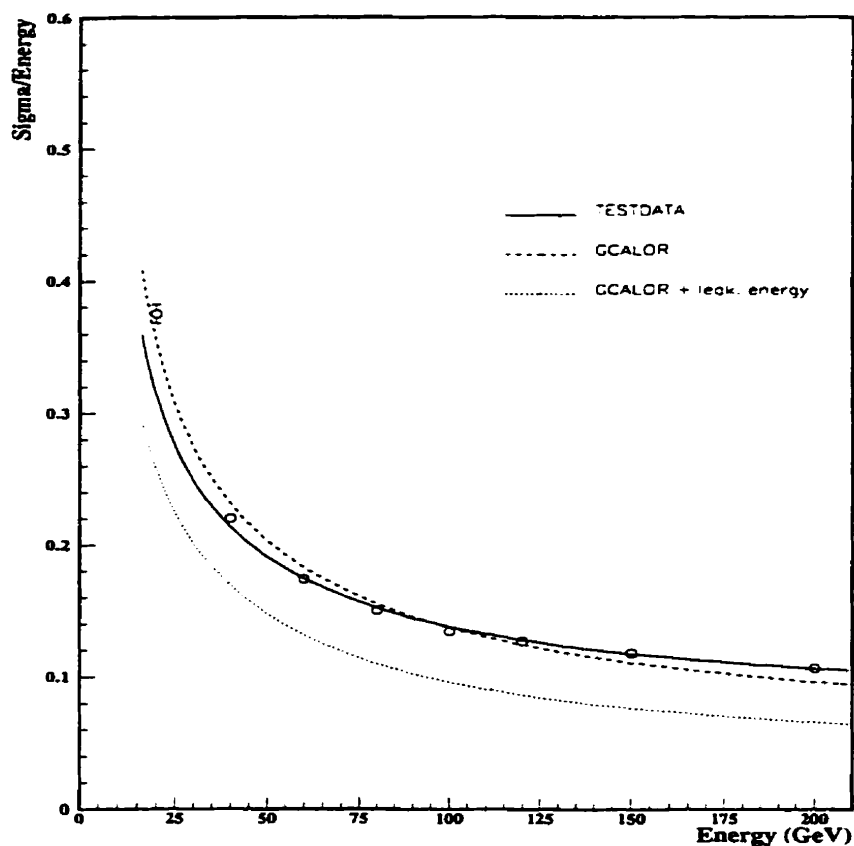


Figure 44. La résolution en énergie des pions.

pour les pions d'environ 55% pour le terme d'échantillonnage et d'environ 6% pour le terme constant. Dans le cas des jets, nous avons obtenu un terme d'échantillonnage d'environ 60% et un terme constant d'environ 3% avec l'imposition de poids pour les segments longitudinaux. Nous avons vu que plusieurs facteurs tels le matériel devant le calorimètre et les fluctuations dans la composition du jet contribuent à cette résolution.

## Chapitre 5

### Le Bruit d'Empilement et la Reconstruction des Jets

Comme on l'a vu au chapitre 3, le LHC produira des collisions de protons avec une énergie au centre de masse de 14 TeV. Avec un taux de collisions de 40 MHz et une luminosité nominale de  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , plusieurs événements inélastiques et non-diffractifs (minimum bias) seront produits à chaque croisement des faisceaux de protons. Comme la réponse des détecteurs s'échelonne sur plusieurs croisements de protons, toute mesure de signaux physiques sera accompagnée du bruit provenant de l'empilement des événements minimum bias.

Ce bruit d'empilement a dû être soigneusement considéré lors du design des composantes d'ATLAS. Une bonne modélisation du bruit d'empilement est nécessaire pour évaluer le potentiel du détecteur pour l'observation de plusieurs signaux physiques.

La première partie du chapitre traitera des propriétés des événements minimum bias. La deuxième partie décrira le système de mise en forme des calorimètres à argon liquide ainsi que les méthodes utilisées pour produire le bruit d'empilement. Les résultats des analyses des propriétés des événements d'empilement seront présentés dans la troisième partie. Finalement, la reconstruction des jets dans un environnement à haute luminosité constituera la dernière section de ce chapitre.

MSEL=1	Production de jets processus $2 \rightarrow 2$
MSTP(2)=2	2 <sup>ieme</sup> Ordre $\alpha_s$ .
MSTP(33)=3	Facteur K.
MSTP(81)=1 MSTP(82)=4	Interactions multiples avec point d'impact variable.
MSTJ(22)=2	Particule se désintègre si $\tau \geq 10\text{nm}$ .

Tableau 9. Cartes utilisées pour la production d'événements minimum bias avec Pythia.

### 5.1 Événements minimum bias

Au LHC, la section efficace de production d'événements inélastiques et non-diffractifs devrait être approximativement de 70 mb [2]. Le nombre de ces événements minimum bias par croisements des faisceaux de protons dépendra de la luminosité d'opération de la machine. À haute luminosité ( $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ), une telle section efficace donne lieu à une moyenne de 23 événements toutes les 25 ns, tandis que ce nombre chute d'un facteur 10 à basse luminosité ( $10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). Le nombre de ces événements pour un croisement de faisceau donné, suivra une distribution de Poisson.

Des événements minimum bias ont été produits à l'aide de PYTHIA 5.7[22] avec les paramètres énumérés au tableau 9. Les distributions du nombre de particules chargées et neutres par événement minimum bias sont montrées aux figures 45 et 46. Dans la région  $|\eta| < 5$ , le nombre moyen de particules par événement minimum bias par unité de pseudorapidité est d'environ 7.5 pour les particules chargées et d'environ 9 pour les particules neutres [29]. À haute luminosité, environ 1600 particules neutres et 1900 particules chargées devraient

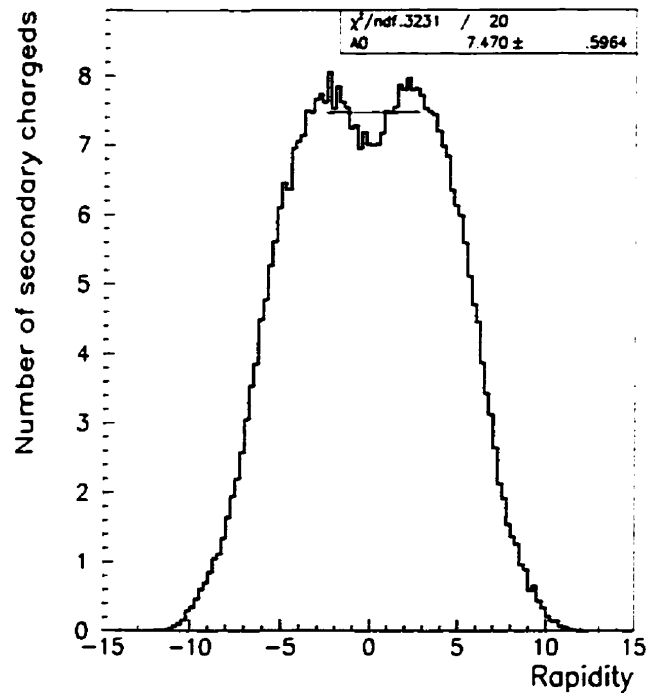


Figure 45. Nombre de particules secondaires chargées dans les événements minimum bias par unité de  $\eta$ .

donc être produites à chaque croisement de faisceau dans la région  $|\eta| < 5$ .

## 5.2 Le bruit d'empilement dans les calorimètres d'ATLAS

### 5.2.1 Production d'événements d'empilement

Comme on l'a vu au dernier chapitre, le passage de particules chargées dans l'argon liquide a pour effet d'ioniser des atomes du milieu actif. Le signal obtenu à la sortie du calorimètre correspond à un triangle dont la hauteur au temps zéro est proportionnelle à la charge d'ionisation et dont la base est égale au temps requis pour collecter les charges. Comme ce temps, qui est typiquement de l'ordre de 400 ns, est beaucoup plus long que le temps de croisement des faisceaux, l'intégration de toute la charge introduirait un bruit d'empilement inacceptable. L'évaluation

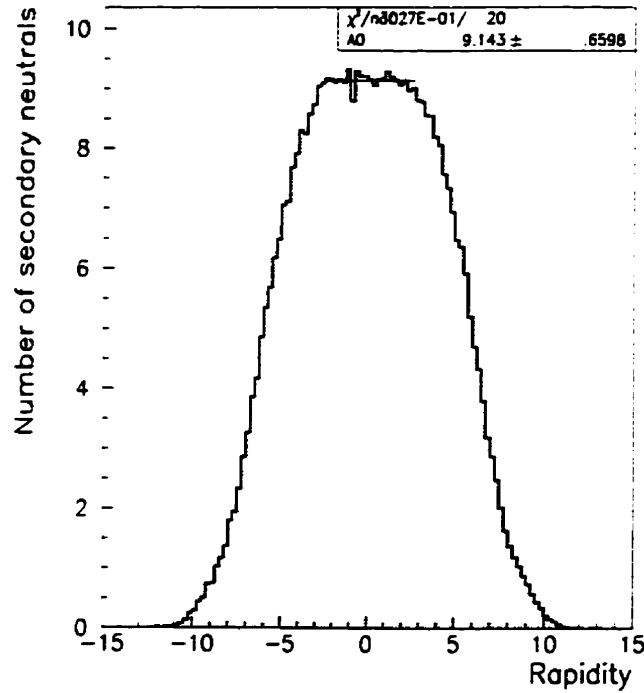


Figure 46. Nombre de particules secondaires neutres dans les événements minimum bias par unité de  $\eta$ .

de l'énergie déposée, doit donc se faire lors des premiers instants de la dérive des charges. Ceci a comme désavantage de diminuer le rapport signal sur bruit. Il s'agit donc d'optimiser la mise en forme du signal de manière à minimiser la contribution de ces deux bruits.

La mise en forme est constituée de filtres CR-RC<sup>n</sup>. La dérivation CR produit une forme caractéristique bipolaire (figure 47). L'intégrale de cette forme est nulle, ce qui assure une valeur moyenne du bruit d'empilement près de zéro. Les temps caractéristiques des formeurs ainsi que les temps de dérive typiques pour les différents calorimètres sont donnés dans [29].

Le bruit d'empilement dans une région du calorimètre sera donné par:

$$\sigma_{emp.}^2 = \sigma_E^2 \times \frac{I_{emp.}}{T_c} \quad (5.1)$$

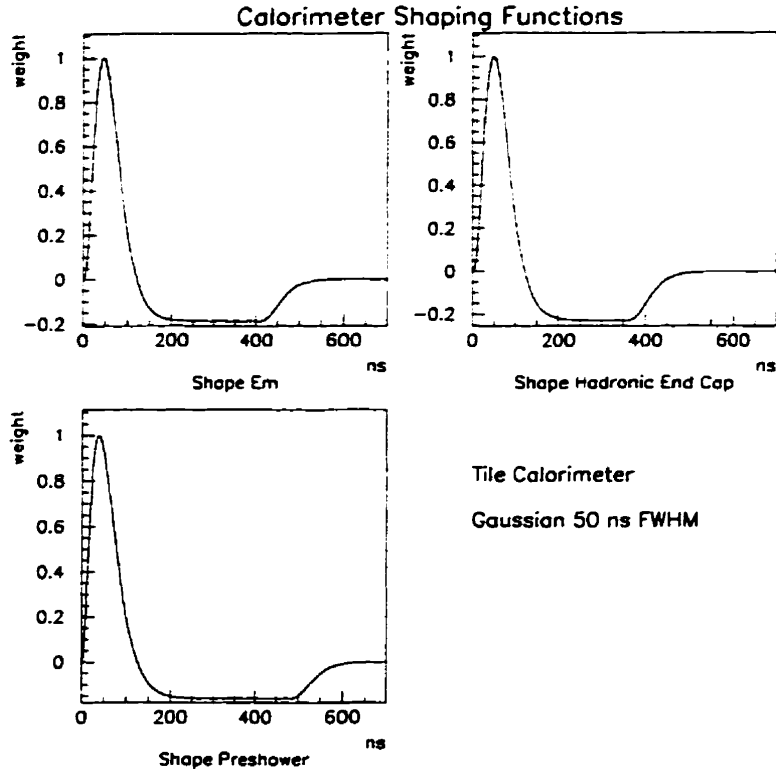


Figure 47. Signaux après mise en forme pour les différents calorimètres.

où  $\sigma_E$  est le rms de l'énergie déposée par les événements minimum bias par croisement de faisceau et  $T_c$  est le temps entre chaque croisement de faisceau. Le terme  $\frac{I_{emp.}}{T_c}$  ou "somme d'empilement" correspond au nombre équivalent de croisements de faisceaux simultanés nécessaires pour reproduire le bruit d'empilement observé sur la totalité du temps de réponse de l'électronique. Autrement dit, cette somme correspond au nombre d'événements qu'il devrait y avoir à chaque croisement de faisceau si la réponse de l'électronique était instantanée. Ce terme est donné par l'équation suivante:

$$I_{emp.} = T_c \sum_{i=1}^{N_b} g^2(t_i) \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} g^2(t) dt \quad (5.2)$$

où  $g(t)$  est le signal du calorimètre après mise en forme et  $N_b$  est le nombre

de croisements de faisceau pour la durée du temps de réponse du calorimètre.

La première étape pour produire les événements d'empilement consiste à choisir, à l'aide d'un générateur de nombres aléatoires, les nombres d'événements minimum bias pour chaque croisement de faisceau (distribution de Poisson). Le nombre total de croisements de faisceau est déterminé par le temps de réponse de l'électronique. En général la réponse du calorimètre est sensible à environ 23 croisements de faisceau avant le croisement principal, et à deux croisements après. Un événement d'empilement est donc constitué en moyenne de plus de 450 événements minimum bias<sup>1</sup>. Chaque croisement de faisceau est associé à un poids qui dépend du temps relatif de ce croisement par rapport au croisement principal. Les énergies déposées par les événements minimum bias associés à un croisement de faisceau sont alors multipliées par ce poids.

### 5.3 Résultats

Deux ensembles de résultats seront présentés dans cette section: d'abord, on résumera notre note de calorimétrie d'ATLAS CAL-084 [45]. Dans cette note on compare les résultats obtenus de trois manières différentes: (i) au niveau particules. Ce niveau de simulation est une première approximation qui est souvent la seule possible lorsque le nombre d'événements à étudier est trop élevé, (ii) avec simulation complète en utilisant un nombre équivalent de croisements de faisceau et enfin, (iii) avec simulation complète mais en convoluant avec la réponse de l'électronique des calorimètres. La deuxième partie de cette section sera consacrée aux derniers résultats obtenus avec la géométrie du détecteur la plus récente. Ces derniers résultats figurent dans le "Calorimeter Performance TDR" [29].

---

<sup>1</sup>23 événements x 25 croisements.

Baril		Transition		Bouchon	
$\eta < 0.6$		$0.9 < \eta < 1.5$		$\eta > 1.5$	
EM	Hadronique	EM	Hadronique	EM	Hadronique
.32	.06	.26	.06	.25	.11

Tableau 10. Bruit d'empilement moyen (GeV, énergie transverse) dans des tours  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \pi/32$  pour trois régions en  $\eta$

### 5.3.1 Résultats de CAL-084 avec la géométrie de la Proposition Technique.

Le rms moyen de l'énergie transverse d'empilement dans une région de  $0.1 \times 0.1$  en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  est donné au tableau 10. Pour les calorimètres hadroniques, le passage du baril aux bouchons, soit des calorimètres tuiles aux calorimètres à argon liquide est apparent. La diminution du bruit d'empilement dans les calorimètres électromagnétiques reflète la dépendance décroissante de l'énergie transverse des événements minimum bias en fonction de  $\eta$ .

La figure 48 montre le bruit d'empilement en fonction de la racine carrée de l'aire du cône dans lequel est mesuré le bruit. Sur cette figure, l'absence de corrélations latérales produirait des lignes droites. Or, comme on peut le constater, le bruit d'empilement est sujet à d'importantes corrélations latérales, comme l'avait prédit Cleland et al. [46]. Cette corrélation latérale est due principalement à trois facteurs:

- De façon globale, l'activité totale de l'événement qui se traduit par le rms du bruit d'empilement dans tout le détecteur, produira une corrélation entre toutes les cellules du calorimètre.
- De façon plus locale, la présence de jets (ou mini-jets) dans les événements



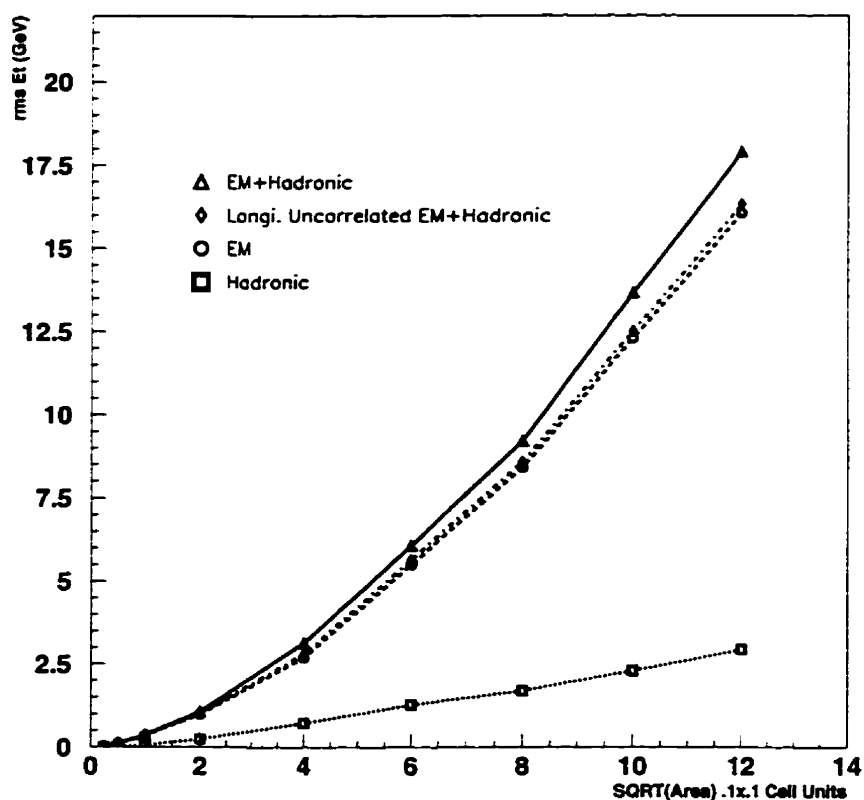


Figure 48. Le bruit d'empilement dans le baril en fonction de la racine carrée de l'aire du calorimètre dans lequel le bruit est évalué.

minimum bias contribuera aussi à la corrélation.

- Les gerbes produites par les particules incidentes auront pour effet d'induire des corrélations entre les cellules avoisinantes. Cette composante ne peut être présente que dans des études où l'on tient compte de l'étalement latéral.

La figure 49 montre le même graphique mais pour la région du bouchon. Les corrélations latérales sont toujours visibles et correspondent à une dépendance de  $(\text{aire})^{0.8}$ . Sur ce graphique, les résultats représentés par les losanges sont obtenus en additionnant, de façon quadratique (hypothèse de non-corrélation), les rms

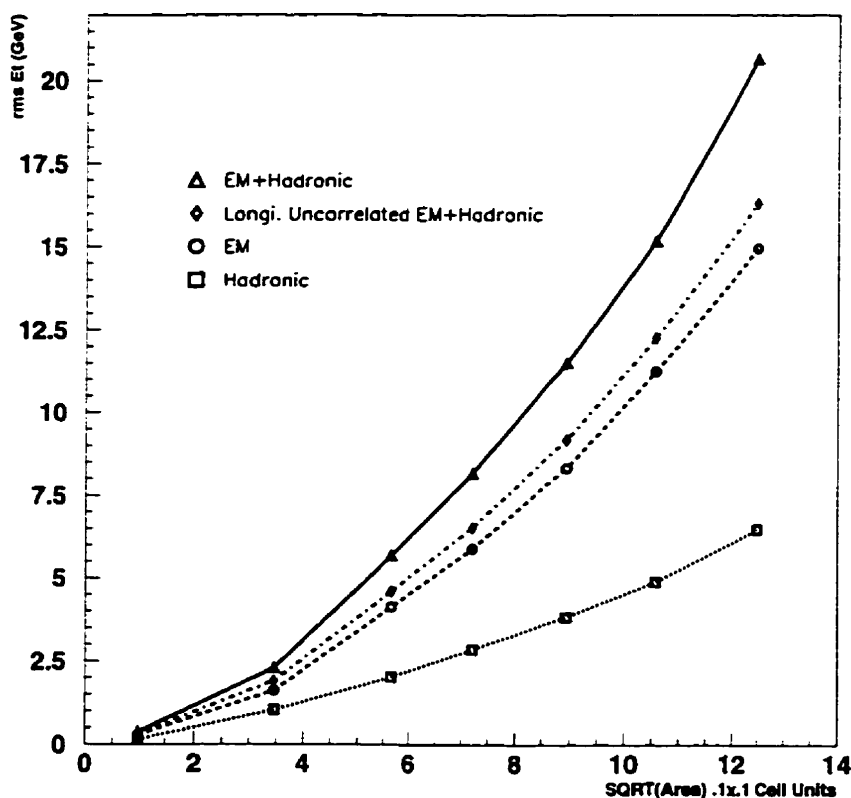


Figure 49. Le bruit d'empilement dans le bonchon en fonction de la racine carrée de l'aire du calorimètre dans lequel le bruit est évalué.

des calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Étant donné que le bruit d'empilement (triangles) est supérieur à la courbe définie par les losanges, on conclut que le bruit d'empilement comporte aussi des corrélations longitudinales.

Ces corrélations longitudinales sont dues au fait qu'une particule déposant de l'énergie dans un segment du calorimètre risque de déposer aussi de l'énergie dans un segment successif. Cependant, pour des particules de même énergie, on s'attendrait à observer des anti-corrélations entre l'énergie déposée dans différents segments longitudinaux. En effet, si une particule dépose plus de son énergie dans

Aire	% Différence
$0.025 \times \pi/128$ Cellule	0.8
$0.05 \times \pi/64$ Cellule	1.8
$0.1 \times \pi/32$ Cellule	3.1
4 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	5.0
16 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	12.1
36 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	7.6
64 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	7.4
100 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	9.0
144 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	9.6

Tableau 11. Différence en pourcentage entre le rms  $E_T$  mesuré et le résultat non-corrélé longitudinalement pour des aires différentes centrées à  $\eta=0.3$ .

un segment, elle aura moins d'énergie à déposer dans les autres. Les corrélations longitudinales observées dans le cas du bruit d'empilement montrent que les fluctuations en énergie des particules des événements minimum bias dominant sur ces corrélations négatives. Finalement, il est important de mentionner que cette corrélation est possible aussi grâce au fait que la mise en forme des signaux est semblable d'un calorimètre à l'autre.

Les tableaux 11 et 12 montrent la différence en pourcentage entre le rms mesuré et celui calculé en additionnant de façon quadratique les r.m.s. des calorimètres électromagnétiques et hadroniques pour les régions baril et bouchon. On remarque que le pourcentage augmente en fonction de la surface, puis sature. Cette saturation est due au fait qu'à mesure que l'aire augmente, la gerbe est de plus en plus contenue.

Les événements d'empilement peuvent contenir des jets qui proviennent des événements minimum bias ou des fluctuations dans le dépôt d'énergie dans une

Aire	% Différence
1 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	10.8
12 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	17.0
32 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	19.0
52 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	20.0
80 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	20.2
112 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	19.0
156 $0.1 \times \pi/32$ Cellules	21.0

Tableau 12. Différence en pourcentage entre le rms  $E_T$  mesuré et le résultat non-corrélé longitudinalement pour des aires différentes centrées à  $\eta = 2.3$ .

Cellule $0.025 \times \pi/128$			Cellule $0.1 \times \pi/32$			Cône $\Delta R=0.45$		
$\geq E_T$	$\eta$		$\geq E_T$	$\eta$		$\geq E_T$	$\eta$	
(GeV)	0.3	2.3	(GeV)	0.3	2.3	(GeV)	0.3	2.3
0.02	17.3%	n/d	0.1	30.0%	34.0%	5.0	25.0%	32.0%
0.04	12.8%	n/d	0.5	10.1%	9.2%	10.0	13.3%	15.7%
0.1	3.2%	n/d	1.0	2.5%	2.3%	20.0	3.8%	2.5%
0.2	0.9%	n/d	1.5	1.0%	0.2%	40.0	0.9%	0.0%
0.4	0.3%	n/d	2.0	0.1%	<0.1%			

Tableau 13. Probabilité qu'une tour du calorimètre contienne plus qu'un certain seuil en  $E_T$  pour deux régions en  $\eta$  et pour trois cônes différents à la luminosité nominale du LHC.

région du calorimètre qui imitent des jets. Les algorithmes servant à trouver des jets utilisés dans plusieurs études de cette thèse procèdent en deux principales étapes. D'abord, on cherche un noyau, c'est à dire une petite région typiquement de  $0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ), dépassant un certain seuil en énergie transverse. Ensuite, on inclut toutes les cellules dans un cône donné autour de ce noyau. Pour évaluer la probabilité de trouver des jets dans les événements d'empilement, on doit donc évaluer le pourcentage d'événements ayant des noyaux dépassant un certain seuil ainsi que le pourcentage d'événements ayant une énergie donnée dans un cône. Ces résultats sont présentés au tableau 13. On peut constater qu'il est important d'exiger un seuil élevé pour le noyau afin de diminuer la contribution du bruit d'empilement au nombre de jets.

### 5.3.2 Comparaison avec des méthodes approximatives

De manière à diminuer le temps nécessaire à la production et à l'addition d'événements d'empilement, plusieurs méthodes pour tenir compte de ce bruit furent développées. Nous évaluons ici la performance de deux de ces méthodes, soit la convolution faite au niveau particules et l'addition d'un nombre équivalent d'événements minimum bias avec simulation complète.

#### 5.3.2.1 Niveau particules

La méthode de production d'événements d'empilement au niveau particules procède de façon analogue à la méthode complète, avec deux exceptions majeures: il n'y a pas de développements des gerbes latérales et longitudinales. En particulier, on ne fait pas de distinction entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique. Par conséquent, il n'est plus possible d'avoir des fonctions de mise en forme différentes pour ces deux calorimètres. Cependant, comme le bruit d'empilement est dominé, dans le baril, par le calori-

mètre électromagnétique et que la mise en forme des signaux est très semblable dans le bouchon, on ne s'attend pas à ce que ceci affecte beaucoup la performance de cette méthode.

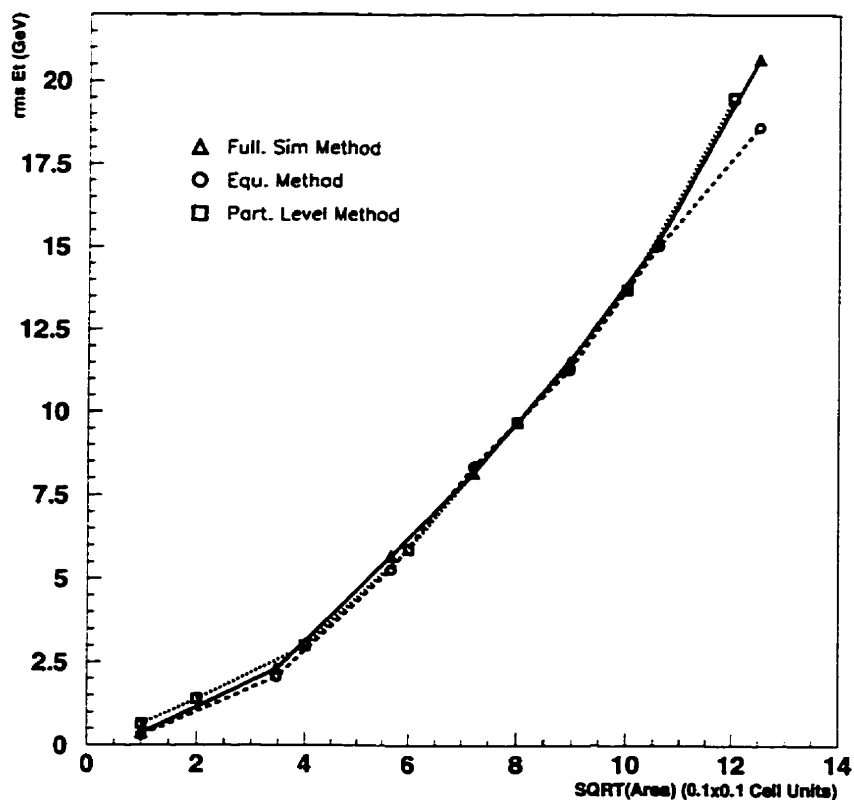


Figure 50. Bruit d'empilement pour simulation complète, niveau particules et méthode équivalente (voir section suivante), dans la région du bouchon.

La figure 50 montre le bruit d'empilement en fonction de la racine carrée de l'aire dans la région du bouchon pour la méthode niveau particule et pour la simulation complète. On remarque que cette méthode reproduit bien les résultats de la simulation complète à l'exception des aires plus petites où l'on atteint jusqu'à un facteur deux pour une aire de  $0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ).

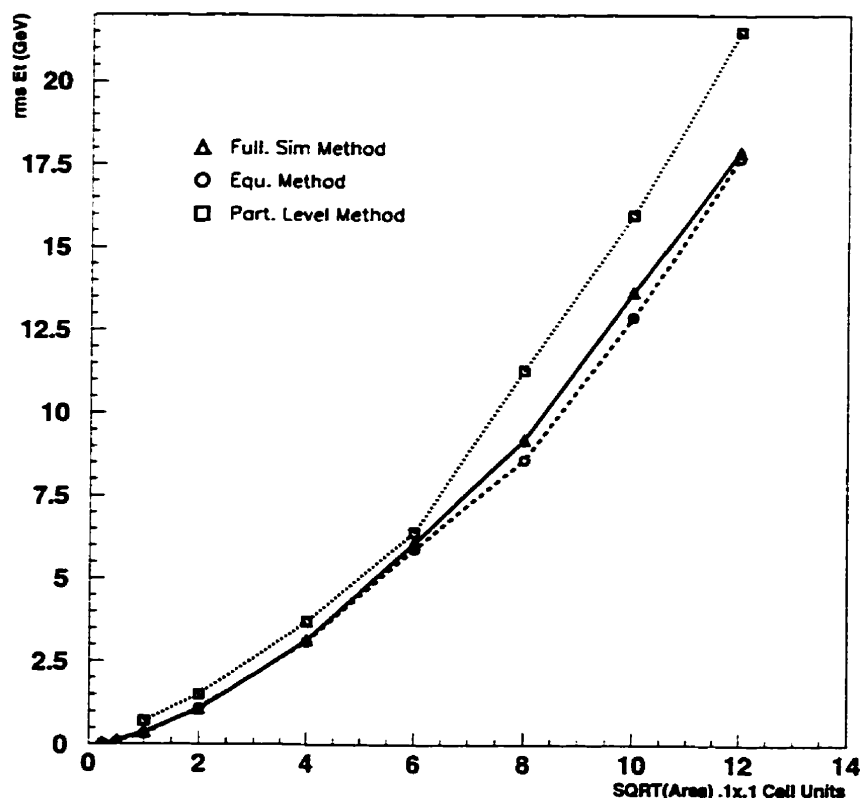


Figure 51. Bruit d'empilement pour simulation complète, niveau particules et méthode équivalente (voir section suivante), dans la région du baril.

Dans le cas du baril (fig. 51), la méthode niveau particules surestime le bruit d'empilement de près de 20% due à l'approximation de mise en forme identique pour les calorimètres électromagnétiques et hadroniques.

### 5.3.2.2 Méthode équivalente

Pour déterminer le nombre d'événements minimum bias nécessaire pour reproduire le bruit d'empilement avec simulation complète, on a adopté la méthode de [50]. Il s'agit de multiplier le nombre d'événements par croisement de fais-

ceau par un facteur de 2.18, donnant ainsi 50 événements minimum bias en un seul croisement. Les résultats obtenus avec cette méthode dans les régions baril et bouchon sont représentés aux figures 50 et 51. Ces figures montrent aussi que les corrélations latérales et longitudinales sont toujours présentes pour cette méthode.

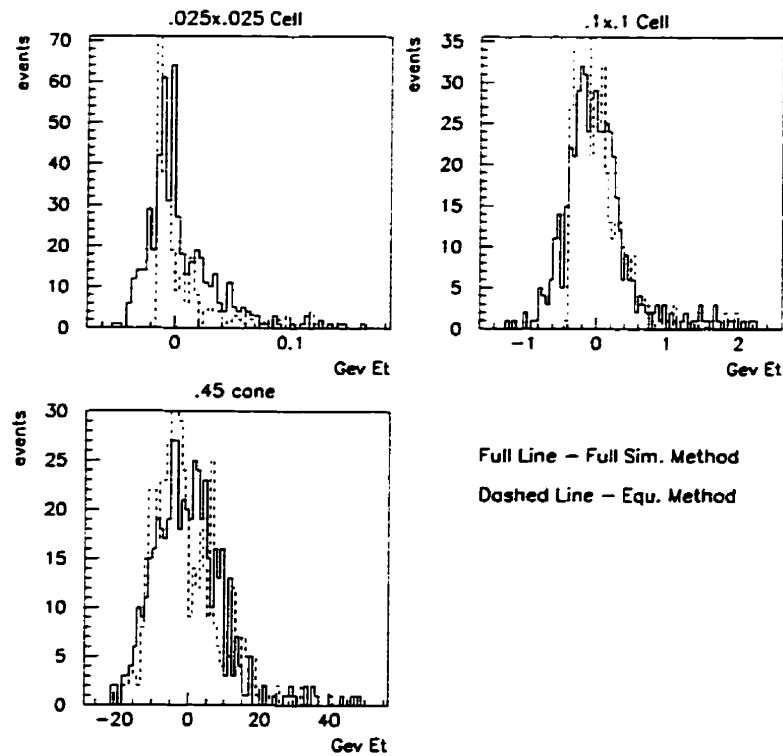


Figure 52. Spectre en énergie du bruit d'empilement pour la méthode équivalente (ligne pointillée) et la méthode complète (ligne continue).

La figure 52 montre des spectres en énergie obtenus avec cette méthode et à l'aide de la méthode complète pour différents cônes. Bien que la moyenne et la variance de la distribution de ces spectres soient reproduites, on remarque que les moments supérieurs ne le sont pas. Ceci est d'autant plus vrai que le cône est petit. Pour la méthode équivalente, on voit apparaître des queues lointaines et



$\geq E_T$ (GeV)	Sim. Complète	Min. Bias Équi.
0.02	17.3%	11.3%
0.04	12.8%	7.5%
0.1	3.2%	3.2%
0.2	0.9%	1.3%
0.4	0.3%	0.8%

Tableau 14. Probabilité qu'un cône de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times \pi/128$  contienne plus qu'un certain seuil en  $E_T$  à  $\eta = 0.3$  pour la simulation complète et la méthode équivalente

une distribution près de la moyenne plus reserrée. Pour des cônes plus grands, les distributions des deux méthodes se rapprochent de distributions gaussiennes et les différences sont amoindries.

La probabilité qu'un cône contienne plus qu'une énergie transverse donnée, dans une région de  $.025 \times .025$  en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ , est comparée à celle obtenue avec la méthode complète au tableau 14. Les tableaux 15 et 16 montrent les résultats de ces comparaisons pour des cônes de  $0.1 \times 0.1$  et  $0.5 \times 0.5$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ).

### 5.3.2.3 Conclusion sur les méthodes approximatives

L'addition de bruit d'empilement au niveau particule peut être utile pour des études de signaux physiques produits eux-même au niveau particules. Le rms du bruit d'empilement en fonction de l'aire est bien représenté dans la région bouchon mais il est surestimé de  $\sim 25\%$  dans la région baril. Aussi, peu importe la région, le rms dans des clusters<sup>2</sup> de  $0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) est près de 2 fois plus élevé.

---

<sup>2</sup>On appellera "cluster" un groupe de cellules contiguës qui sont touchées par un dépôt d'énergie.

$\geq E_T$ (GeV)	Sim. Complète		Min. Bias Équi.	
	$\eta = 0.3$	$\eta = 2.3$	$\eta = 0.3$	$\eta = 2.3$
0.1	30.0%	34.0%	30.0%	25.0%
0.5	10.1%	9.2%	7.7%	6.4%
1.0	2.5%	2.3%	2.1%	1.6%
1.5	1.0%	0.2%	1.0%	0.6%
2.0	0.1%	0.0%	0.1%	0.0%

Tableau 15. Probabilité qu'un cône de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \pi/32$  contienne plus qu'un certain seuil en  $E_T$  à  $\eta = 0.3$  pour la simulation complète et la méthode équivalente

$\geq E_T$ (GeV)	Sim. Complète		Min. Bias Équi.	
	$\eta = 0.3$	$\eta = 2.3$	$\eta = 0.3$	$\eta = 2.3$
5.0	25.0%	32.0%	25.6%	20.4%
10.0	13.3%	15.7%	14.0%	10.4%
20.0	3.8%	2.5%	4.2%	3.0%
40.0	0.9%	0.0%	1.2%	1.8%

Tableau 16. Probabilité qu'un cône  $\Delta R=0.45$  contienne plus qu'un certain seuil en  $E_T$  pour deux valeurs en  $\eta$  pour la simulation complète et la méthode équivalente

On a vu que cela s'expliquait par l'absence de modélisation des gerbes; l'énergie est complètement contenue dans le cluster alors qu'avec simulation complète, une partie de l'énergie sort du cluster. Ceci implique aussi que les corrélations latérales sont moins bien reproduites pour des aires plus petites. Pour les mêmes raisons, les corrélations longitudinales sont inexistantes pour cette méthode. Les conséquences sur l'évaluation du bruit d'empilement peuvent être importantes lorsque des coupures sur l'énergie des cellules, typiquement faites dans des clusters de  $0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ), sont nécessaires pour minimiser ce bruit.

La méthode d'addition d'un nombre équivalent d'événements minimum bias reproduit bien les courbes de rms en fonction de l'aire. Cependant, tout comme la méthode au niveau particules, les simulations ne sont pas bien réalistes pour des petits clusters. Ceci aura donc aussi des conséquences sur l'évaluation des performances du détecteur si le bruit d'empilement est produit par ces méthodes.

### 5.3.3 Études pour le Rapport Technique

Nous avons repris les études sur le bruit d'empilement pour la rédaction du rapport technique sur la performance des calorimètres [29]. Pour ce faire, la géométrie du détecteur était conforme à celle décrite dans le TDR des calorimètres LArg [30]. Les différences importantes entre cette version de la géométrie et celle qui a été utilisée dans les sections précédentes sont les suivantes:

- Globalement, la géométrie est beaucoup plus détaillée que celle décrite auparavant. En particulier, la forme accordéon des calorimètres électromagnétiques du baril et du bouchon est respectée. Le pré-échantillonneur est intégré dans le cryostat, le calorimètre hadronique bouchon a trois sections dont deux avec des tuiles plus épaisses.

Baril		Transition		Bouchon	
$\eta < 0.6$		$0.9 < \eta < 1.5$		$\eta > 1.5$	
EM	Hadronique	EM	Hadronique	EM	Hadronique
.32	.09	.28	.07	.21	.14

Tableau 17. Bruit d'empilement moyen dans des tours  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \pi/32$  pour trois régions en  $\eta$ .

- La région de transition entre le baril et le bouchon a connu plusieurs modifications entre le moment de la production de la Proposition Technique et celui de la production des TDR. La forme des cryostats, la longueur du solénoïde, l'espace nécessaire pour l'entrée des services et le matériel des services furent tous modifiés de façon importante.
- Le code de transport hadronique utilisé fut GCALOR et non plus GEANT-FLUKA.
- Les paramètres de mise en forme des signaux sont plus à jour. De plus, pour les calorimètres électromagnétiques des fonctions de mise en forme du signal, dépendant de  $\eta$ , furent utilisées.

Avec cette nouvelle géométrie, le bruit d'empilement pour un cluster de  $0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) est porté au tableau 17. Le bruit d'empilement dans différents calorimètres en fonction de l'aire sont présentés aux figures 53 et suivantes. De façon générale, le bruit d'empilement est environ inférieur de 15% par rapport aux résultats précédents pour un cône de 0.5.

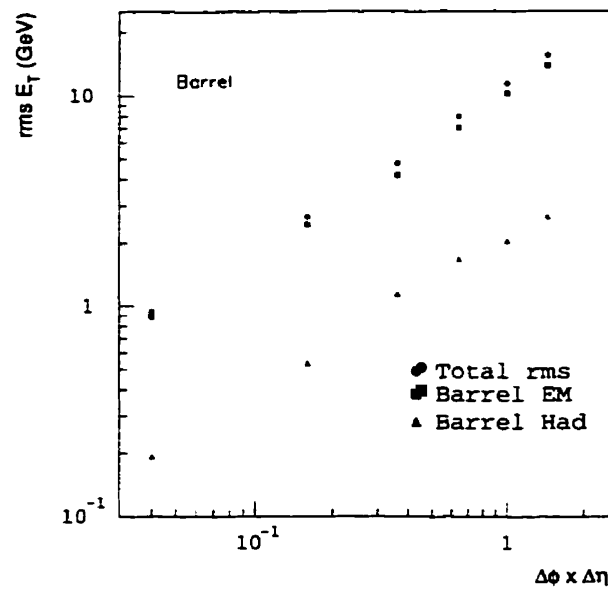


Figure 53. Bruit d'empilement pour le baril

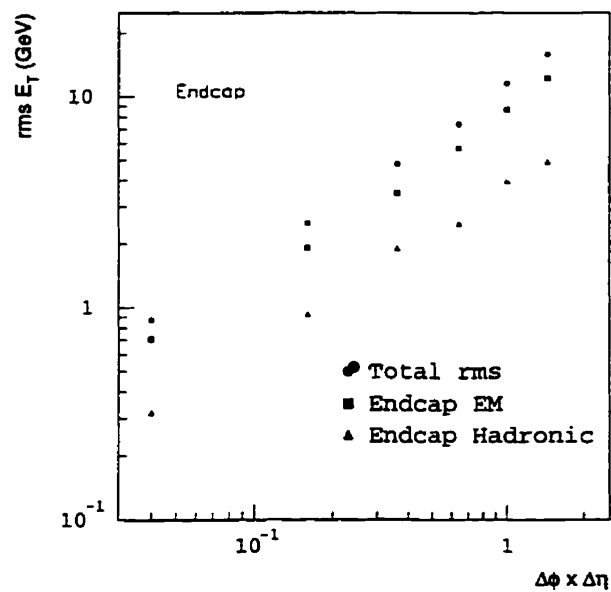


Figure 54. Bruit d'empilement pour le bouchon

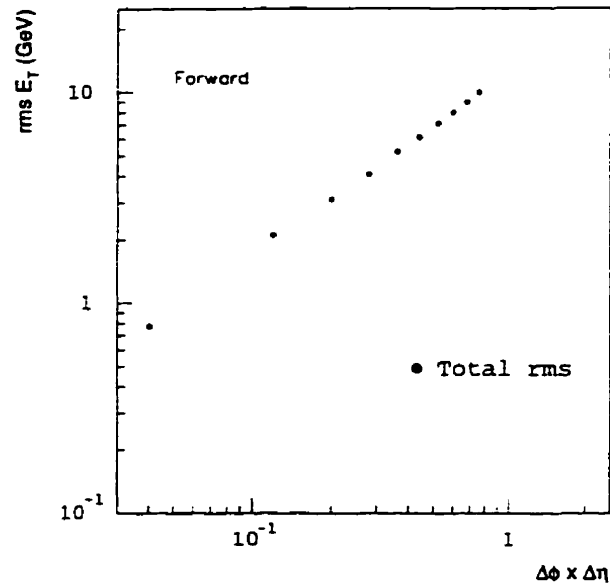


Figure 55. Bruit d'empilement pour le calorimètre avant.

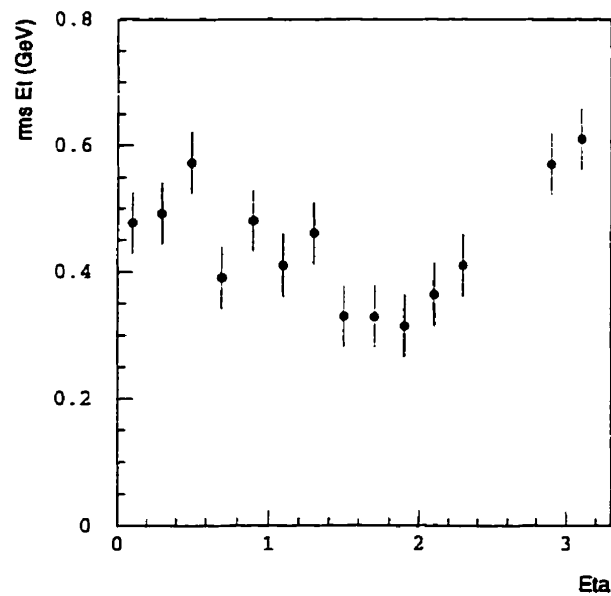


Figure 56. Bruit d'empilement pour les clusters électromagnétiques en fonction de  $\eta$ . Il s'agit de clusters de 7x5 cellules (voir TDR).

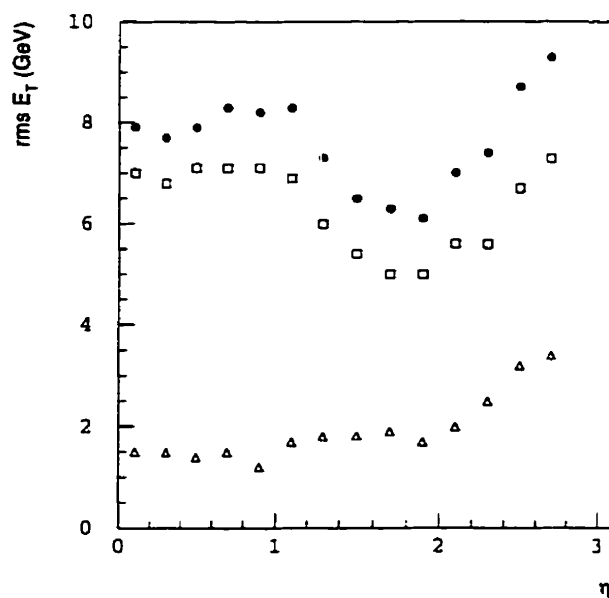


Figure 57. Bruit d'empilement pour les clusters de jets en fonction de  $\eta$  dans un cluster  $0.8 \times 0.8$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ). Les triangles représentent le bruit dans les calorimètres hadroniques, les carrés, les calorimètres électromagnétiques et les cercles représentent le bruit total.

## 5.4 Reconstruction de jets avec bruit d'empilement

Comme on l'a vu, le bruit d'empilement comporte des corrélations longitudinales et latérales. En particulier, ces dernières corrélations impliquent que ce bruit croît très rapidement avec la grosseur du cône utilisé pour reconstruire les jets. L'optimisation de la résolution des jets doit déterminer les meilleures coupures en énergie transverse pour les cellules et les cônes qui doivent être utilisés pour différents régimes de luminosité.

De façon générale, cette optimisation doit minimiser le bruit d'empilement tout en maximisant la quantité d'énergie reconstruite provenant du signal. La résolution en énergie s'améliore avec des cônes plus grands et des coupures sur les cellules plus petites. Par conséquent, la maximisation de l'énergie provenant du signal va dans le sens contraire à la minimisation du bruit d'empilement.

Deux méthodes de coupures ont été utilisées dans les études qui suivent. La première méthode, qu'on appellera *coupures sur les tours*, applique une coupure sur la somme des énergies contenues dans les sections longitudinales ayant la même valeur en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ . La seconde méthode, *coupures longitudinales*, applique une coupure différente sur chaque segment longitudinal constituant une tour en  $\eta - \phi$ . Les résultats de la note ATLAS CAL-084 ont servi à déterminer les coupures idéales pour chaque section. Par exemple, dans le cas d'une coupure de 1 GeV  $E_T$  sur une tour de  $0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ), les coupures optimales dans chaque section longitudinale du calorimètre bouchon sont les suivantes (de la première section électromagnétique à la dernière section hadronique, en GeV): 0.345, 0.210, 0.115, 0.175, 0.105, 0.035 et 0.015. Les résultats présentés dans cette section sont tirés de notre note ATLAS CAL-089[47].



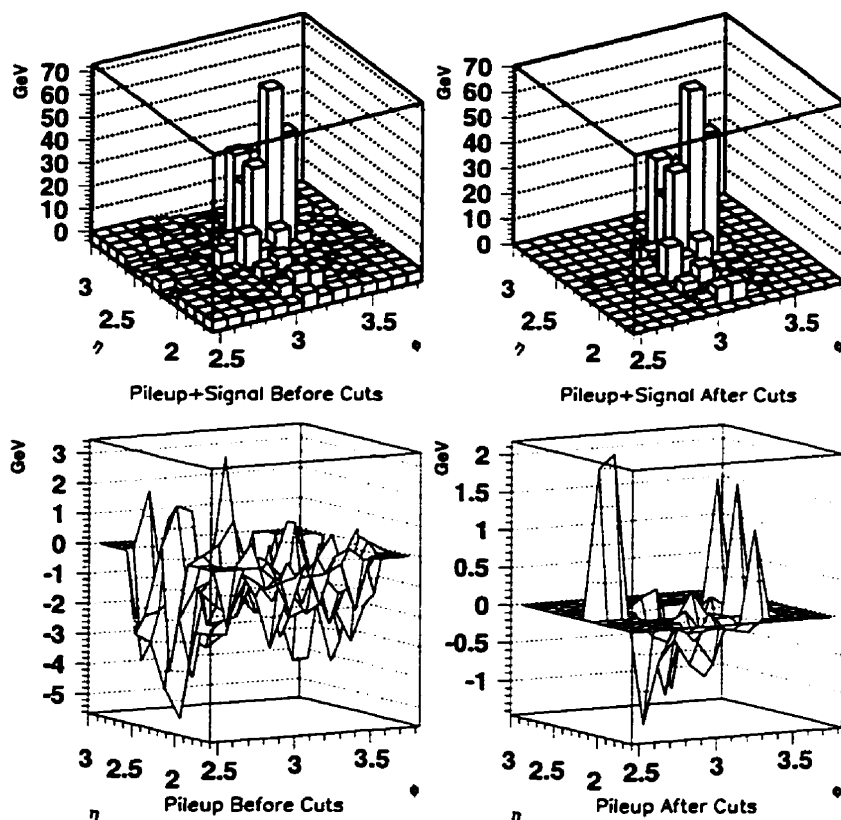


Figure 58. Bruit d'empilement avant et après coupures.

#### 5.4.1 La résolution en énergie

Afin de diminuer l'effet du bruit d'empilement sur la résolution en énergie des jets, on n'acceptera que des cellules dont l'énergie transverse dépasse un seuil donné. L'effet de cette coupure sur des tours de 2 GeV  $E_T$ , est indiqué à la figure 58. On remarque que la contribution du bruit d'empilement est presque entièrement éliminée après les coupures et que le noyau du signal reste intact. On remarque également que seulement des contributions positives du bruit d'empilement demeurent en périphérie du signal alors que des contributions négatives et positives sont présentes là où se trouve le noyau du signal.

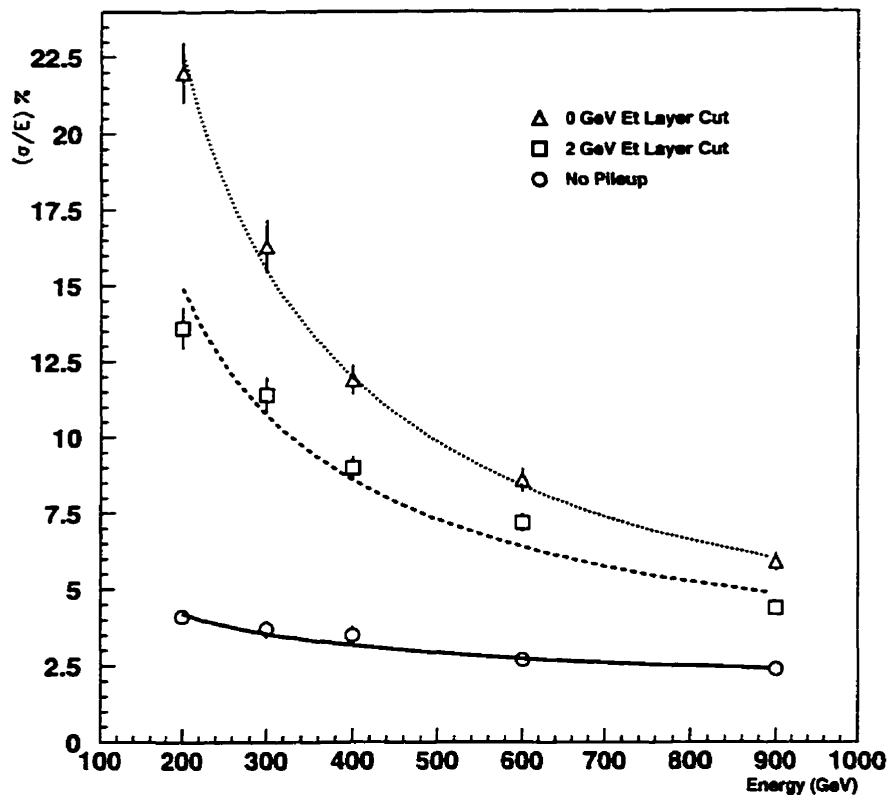


Figure 59. La résolution en énergie pour les jets dans un cône de  $\Delta R=0.5$  dans le calorimètre bouchon.

La figure 59 montre, dans un cône de 0.5, la résolution en énergie en fonction de l'énergie des jets pour le signal seulement, et pour le signal avec bruit d'empilement à haute luminosité. On y a appliqué des coupures longitudinales.

Dans le but de comprendre l'effet des coupures en énergie transverse ainsi des rayons des cônes, des jets d'énergie transverses de 40 GeV et 120 GeV dans le centre du bouchon ( $\eta=2.3$ ) ont été étudiés. Les jets de 40 GeV ont été reconstruits dans des cônes de 0.3 et 0.5 tandis que des cônes de 0.5 et 0.7 furent utilisés pour les jets de 120 GeV. La figure 60 montre la résolution en énergie obtenue pour les coupures longitudinales et sur les tours. La meilleure résolution est obtenue

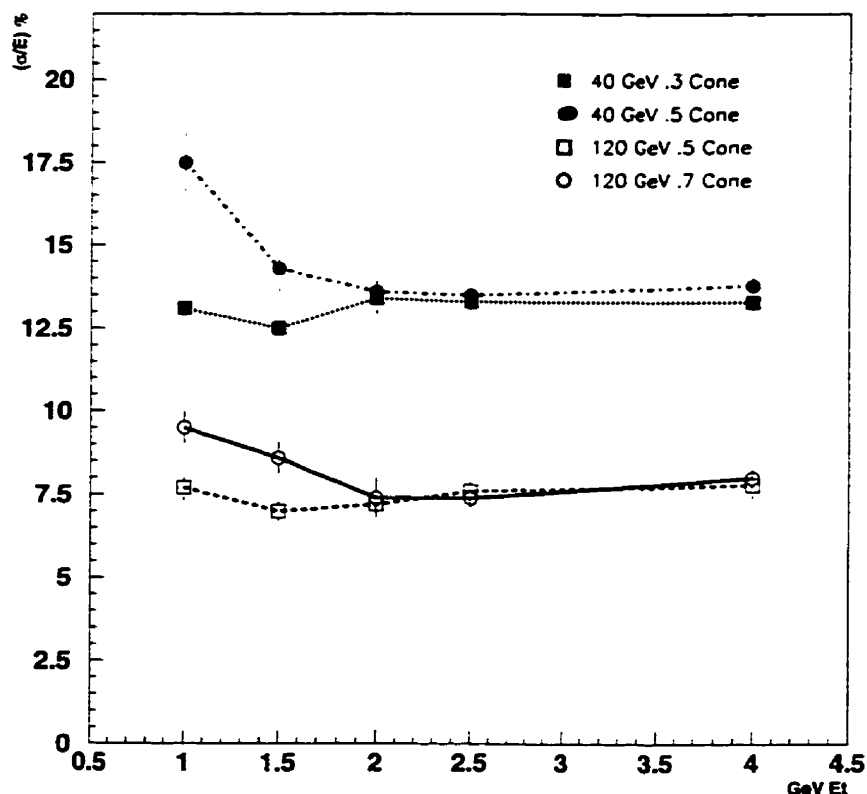


Figure 60. Résolution en énergie des jets de 40 et 120 GeV  $E_T$  pour différentes coupures sur les cellules.

pour une coupure sur l'énergie transverse de 1.5 GeV.

Pour ce qui est du bruit d'empilement à basse luminosité, les coupures peuvent être moins sévères, ce bruit étant 3 fois moins important. La figure 61 compare l'évolution de la résolution en énergie en fonction de l'énergie dans le cas avec et sans bruit d'empilement à basse luminosité. Ici, on a exigé que l'énergie de chaque cellule ait une valeur positive, après mise en forme du signal. Bien que la résolution à basse luminosité soit meilleure que dans le cas à haute luminosité, une détérioration significative est tout de même observée.

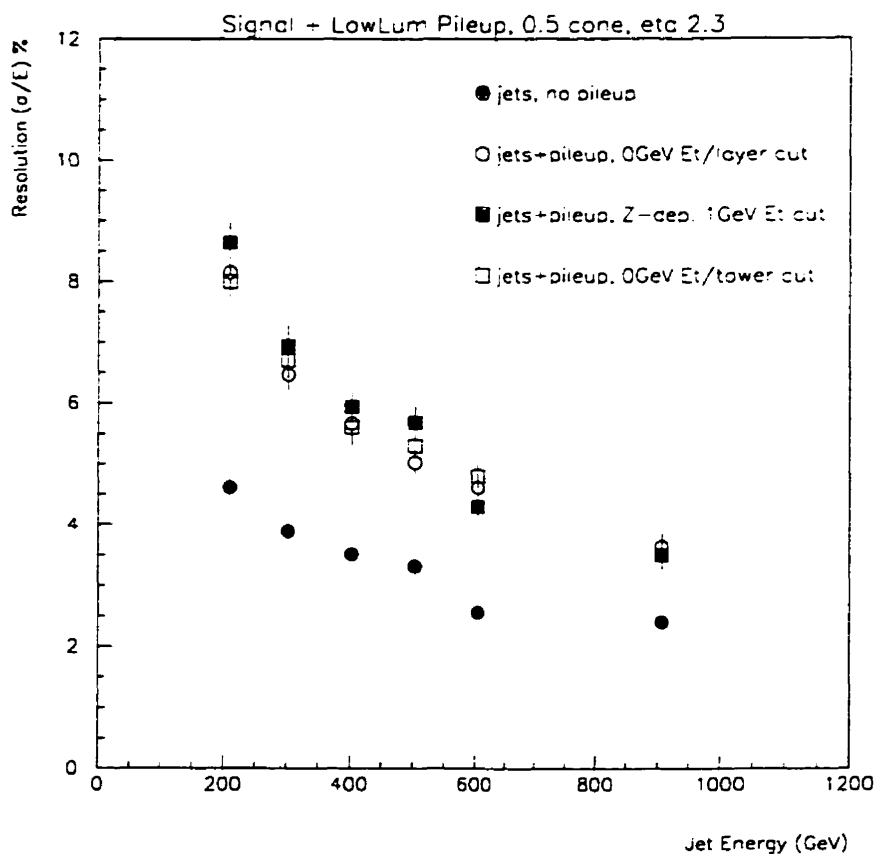


Figure 61. La résolution en énergie des jets avec bruit d'empilement à basse luminosité.

#### 5.4.2 Influence du bruit d'empilement sur l'échelle d'énergie

La recherche du Higgs lourd exige que l'on puisse reconstruire la masse d'un W à partir des deux jets, produits de sa désintégration. On a vu déjà que le bruit d'empilement a une valeur moyenne près de 0. Cependant, étant donné qu'on est obligé d'appliquer des coupures, l'échelle d'énergie<sup>3</sup> est modifiée. Les coupures influencent non-seulement la largeur de la distribution mais aussi

<sup>3</sup>Nous définissons ici l'échelle d'énergie comme étant le rapport de l'énergie de génération sur l'énergie reconstruite.

l'énergie moyenne reconstruite.

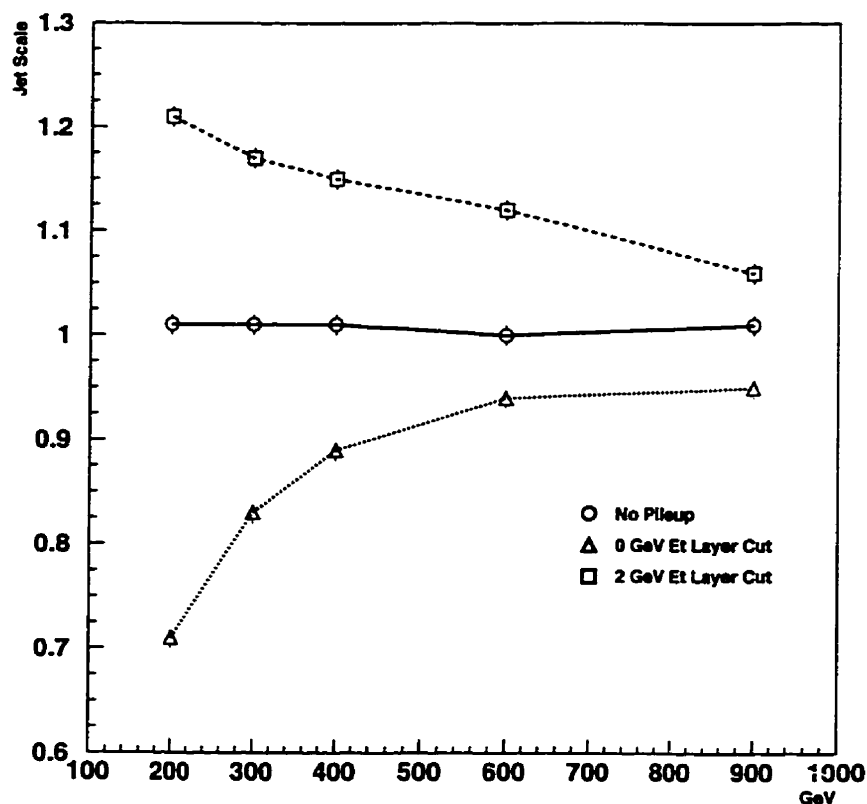


Figure 62. Évolution de l'échelle d'énergie en fonction de l'énergie du jet pour trois coupures différentes.

La figure 62 montre l'évolution de l'échelle d'énergie des jets en fonction de l'énergie des jets pour le cas du signal seul, et avec l'addition du bruit d'empilement pour différentes coupures longitudinales. Le comportement de ces courbes peut être expliqué de la façon suivante:

- La courbe presque horizontale est celle du signal sans bruit d'empilement ou, puisque le bruit ne change pas l'énergie moyenne du bruit signal, avec bruit d'empilement mais sans coupures. Comme le calorimètre est déjà

étalonné pour cette échelle d'énergie, la réponse est nécessairement linéaire.

- Avec l'application d'une coupure de 0 GeV  $E_T$ , seulement des valeurs positives d'énergie du bruit d'empilement seront prises en considération. Par conséquent, l'énergie moyenne du bruit d'empilement n'est plus nulle mais est maintenant positive. Pour obtenir la bonne énergie, on doit multiplier par un facteur inférieur à 1.
- À mesure que les coupures augmentent, de moins en moins d'énergie provenant du bruit d'empilement sera incluse dans le calcul de l'énergie du jet. Ceci abaisse la valeur moyenne de l'énergie provenant de ce bruit. Aussi, à mesure qu'augmentent les coupures, de moins en moins d'énergie provenant du signal sera incluse dans le calcul de l'énergie du jet. Ceci explique le facteur multiplicatif supérieur à un, pour des coupures plus sévères.

L'effet de différents cônes sur l'échelle d'énergie est illustré à la figure 63. Pour ce faire, des jets de 40 et 120 GeV ont été reconstruits avec des cônes de 0.3 et 0.5 dans le premier cas et, 0.5 et 0.7 dans le deuxième. L'échelle d'énergie démontre moins de variation pour des cônes plus petits car l'énergie moyenne de ses cellules y est plus élevée que dans des cônes plus grands. Par conséquent, moins de cellules sont exclues avec l'imposition de coupures. Pour des coupures sur les tours de 4 GeV, l'énergie des cellules dans la périphérie des cônes est essentiellement éliminée ce qui explique le fait que les deux courbes se rejoignent.

## 5.5 Conclusion du chapitre

Le bruit d'empilement dans le système de calorimétrie d'ATLAS a été étudié et évalué en fonction de la pseudorapidité, du rayon des cônes utilisés pour reconstruire l'énergie des jets et des coupures en énergie transverses appliquées aux cellules. Ce bruit dans les cellules des calorimètres démontre des corrélations

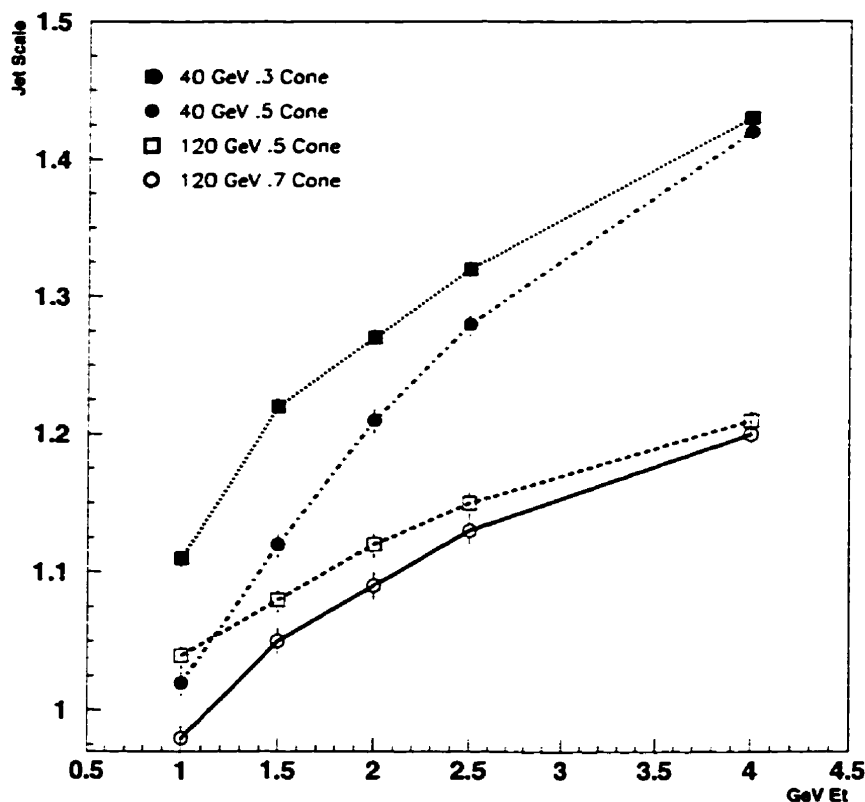


Figure 63. Évolution de l'échelle d'énergie en fonction des coupures pour des jets ayant des énergies transverses de 40 et 120 GeV.

latérales et longitudinales.

Le bruit d'empilement a deux effets importants sur la reconstruction des jets. D'abord, il entraîne une importante détérioration de la résolution. Ensuite, il influence l'étalonnage en énergie des jets. L'importance de ces deux effets dépend non seulement des coupures et des rayons des cônes utilisés, mais aussi de l'énergie des jets. Cela soulève la question de l'étalonnage absolu en énergie des calorimètres. Des méthodes de calibration absolue de l'échelle d'énergie seront discutées dans un chapitre ultérieur.

## Chapitre 6

### L'étiquetage des jets dans la région avant et véto de jets

Nous abordons dans ce chapitre la reconstruction de jets dans la région avant et le véto de jets dans la région centrale. On a déjà vu que la recherche du Higgs lourd va exploiter ces jets avant et cette relative absence de jets centraux pour faire ressortir le signal du bruit de fond. Ces deux études ont en commun la rejection de faux jets venant du bruit d'empilement et l'évaluation de l'efficacité de reconstruction de jets de  $p_T$  peu élevé (10-25 GeV).

On comparera les résultats d'études avec simulation complète et simulation rapide, puisque qu'il s'avèrera nécessaire de faire quelques analyses de bruits de fond avec beaucoup d'événements.

#### 6.1 L'Étiquetage des jets dans la région avant

##### 6.1.1 Production et reconstruction des événements

Cette étude a été réalisée en deux étapes. D'abord, les événements du Higgs lourd complètement simulés dans la géométrie de DICE ont servi à évaluer l'efficacité d'étiquetage des jets avant dans le calorimètre hadronique bouchon. Ces événements n'ont subi aucun filtre au niveau particules. L'étude de l'efficacité de reconstruction dans le calorimètre, quant à elle, a été réalisée indépendamment car la description de ce calorimètre dans DICE était inadéquate. Des événements minimum bias, en plus des jets avant provenant du processus de fusion de bosons



vecteurs  $qq \rightarrow qqH$ , pour  $M_H = 1$  TeV, ont également été simulés. Les événements Higgs ont été filtrés pour produire des quarks avant dans des intervalles de  $\pm 0.1$  en  $\eta$  jusqu'à  $\eta=4.2$  et de  $\pm 0.2$  pour  $\eta$  supérieur à 4.2

La simulation complète du calorimètre avant a été réalisée à l'aide du programme FCALSIM<sup>1</sup>. utilisant GEANT 3.21. Ce programme contient une description très détaillée du calorimètre avant y compris les pompes et les blocs d'isolation entourant le tuyau de faisceau. Il contient par contre une description plutôt sommaire des calorimètres bouchon. En effet, on a fait l'approximation d'une densité et d'un nombre atomique ( $Z$ ) moyen pour cette région. Comme il ne peut y avoir de fluctuations dues à l'échantillonnage avec une telle description, il a fallu simuler ces fluctuations séparément. Tout comme dans DICE, le bruit d'empilement a ensuite été rajouté dans FCALSIM en tenant compte de la mise en forme du signal des calorimètres.

Le calorimètre avant n'a pas une géométrie projective en  $\eta$  et en  $\phi$ . Les électrodes de lectures sont plutôt disposées en tuiles (fig.64) dans le plan x-y, transverse au faisceau. Il y a essentiellement deux tailles de tuiles dans les deux régions  $\sim 3.4 < |\eta| < 4.2$  et de  $\sim 4.2 < |\eta| < 4.9$ . Il est donc impossible d'appliquer des coupures sur l'énergie transverse sur des tours en  $\eta - \phi$  car la taille des tours change continuellement dans l'espace de pseudorapidité. Il est à noter que même si la géométrie était projective, on ne pourrait utiliser des coupures sur des tours pour des valeurs de  $\eta$  élevées. En effet, les particules venant des événements minimum bias ont des énergies de quelques centaines de GeV près du bord du calorimètre, ce qui provoque des gerbes dont l'étendue latérale dépend fortement de  $\eta$ . Par conséquent, l'acceptance du signal serait une fonction complexe de  $\eta$  malgré une coupure fixe en  $E_T$ .

L'application des coupures est donc basée sur la "signifiance" du signal dans

---

<sup>1</sup>écrit par P. Loch

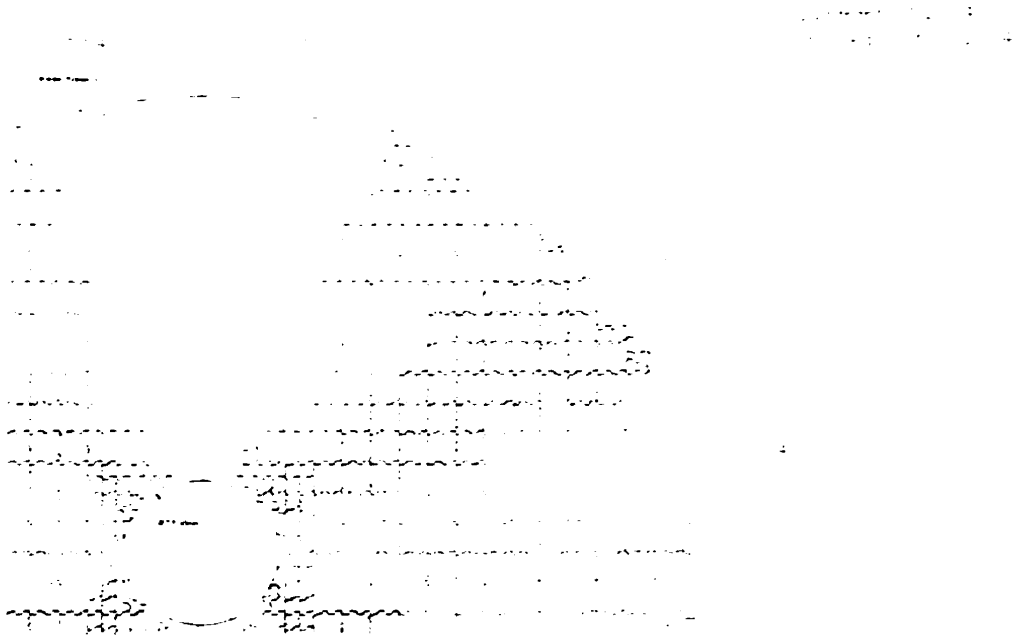


Figure 64. Schéma d'organisation en tuiles en  $x$  et  $y$  des cellules de détection du calorimètre avant.

chaque cellule. On définit ici la signifiante comme le signal recueilli dans la cellule divisé par le rms du bruit<sup>2</sup> d'empilement pour cette cellule.

Pour la région allant de  $\eta=2.0$  à  $2.9$  couverte par DICE, les jets ont été reconstruits de la façon suivante:

- Chaque tour de  $0.1 \times 0.1$  en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  ayant un seuil au-dessus de  $3 \text{ GeV } E_T$  est considérée comme centre potentiel d'un jet. Ce seuil grimpe à  $6 \text{ GeV}$  lorsque l'on tient compte du bruit d'empilement.
- L'énergie de chaque tour, à l'intérieur d'un rayon de  $0.4$  est additionnée à l'énergie du jet potentiel. Avec le bruit d'empilement, on choisit d'imposer un seuil, sur la tour, de  $1.5 \text{ GeV}$ .

---

<sup>2</sup>La distribution typique du bruit dans une cellule est très piquée et affiche une très longue queue.

- L'énergie des jets est calibrée sans bruit d'empilement en utilisant la valeur connue de l'énergie des quarks. Ensuite, l'échelle d'énergie est ajustée pour tenir compte des coupures et du bruit d'empilement. Enfin, une coupure de 15 GeV en  $p_T$  est imposée.

Dans le cas de FCALSIM, l'énergie déposée dans les tubes du calorimètre avant fut regroupée selon le mode de lecture en "tuiles", tel que représenté à la figure 64. Le rms de l'énergie provenant du bruit d'empilement est calculé pour chaque tuile de chaque segment longitudinal du calorimètre avant. Pour chaque événement, la signifiante de chaque cellule est déterminée. La reconstruction des jets procède de la façon suivante:

- Les tuiles ayant une signifiante supérieure à 4 sont considérées comme centre potentiel de jet. Cette coupure peut aller jusqu'à 10 lorsque que le bruit d'empilement est ajouté.
- Une tuile est incluse dans le calcul de l'énergie si sa signifiante est supérieure à 1 et quelle se trouve à l'intérieur d'un cône de  $\Delta R=0.4$  autour de la tuile centrale.
- Avec le bruit d'empilement, une coupure est appliquée sur la signifiante totale des cellules incluses dans un rayon de  $\Delta R=0.2$  autour de la cellule de départ. Cette coupure est justifiée plus loin.
- Finalement, après calibration et ajustement de l'échelle d'énergie des jets, une coupure de 15 GeV en  $p_T$  est imposée.

La figure 65 montre la signifiante du signal avec et sans le bruit d'empilement pour des rayons  $\Delta R=0.2$  et  $\Delta R=0.4$  autour de la cellule de départ. Le graphique en haut à gauche montre la signifiante de la cellule utilisée comme centre initial du jet. Le graphique en haut à droite montre la signifiante totale<sup>3</sup> des cellules

---

<sup>3</sup>La somme est linéaire.

contenues dans un cône de  $\Delta R=0.2$ . Le graphique en bas à gauche montre la signifiante totale du jet dans un cône de  $\Delta R=0.4$ . La figure en bas à droite donne l'énergie transverse du jet. Une meilleure discrimination entre les jets du bruit d'empilement et le signal est obtenue avec la coupure dans un rayon de 0.2.

### 6.1.2 Résultats

La figure 66 montre en haut l'énergie transverse moyenne des quarks avant pour un Higgs de 1 TeV en fonction de  $\eta$ . Il est important de constater que le  $p_T$  diminue en fonction de  $\eta$  et que par conséquent, l'efficacité d'étiquetage n'est pas seulement fonction de l'acceptance du calorimètre avant mais aussi de la cinématique du processus physique. Le graphique du bas compare l'efficacité d'étiquetage sans bruit d'empilement pour la simulation complète GEANT et le programme de simulation rapide d'ATLAS, ATLFAST, décrit au chapitre 3. On remarque que les résultats avec ATLFAST sont une bonne approximation de la simulation complète jusqu'à  $\eta \sim 4$ . Au delà de cette valeur, l'efficacité chute plus rapidement avec la simulation complète à cause du développement des gerbes, qui ne sont pas simulées par ATLFAST. En effet, au bord du calorimètre, le développement de la gerbe fera en sorte qu'une partie de l'énergie du jet sortira du calorimètre vers le tuyau, ou chambre à vide du faisceau.

La figure 67 en haut montre les efficacités d'étiquetage obtenues avec coupures nominales à haute luminosité pour différents seuils en  $p_T$  des jets. On remarque que le taux de faux jets dans la région allant de  $2.9 < |\eta| < 4.9$  diminue de façon très rapide avec l'augmentation du seuil. Le graphique du bas montre l'efficacité d'étiquetage optimisée pour un choix du seuil en  $p_T$ , si on tolère un taux de faux jets de 10% pour la région allant de  $2.0 < \eta < 4.9$ . Ce taux de faux jets de 10% sera motivé par les analyses présentées au dernier chapitre.

Nous verrons aussi au dernier chapitre que l'imposition d'une coupure sur

l'énergie des jets (en plus de  $E_T$ ) aide à mettre en évidence le signal. En effet, le nombre de jets avant pour le bruit de fond chute rapidement avec  $\eta$ . Comme nous l'avons vu plus tôt, ceci n'est pas le cas du signal qui pique autour de  $\eta=3$ . De plus, le signal présente des jets avant ayant des  $E_T$  élevées à basse pseudorapidité. La coupure en énergie permet d'imposer une coupure en  $p_T$  qui est fonction de  $\eta$  puisque les trois variables  $E$ ,  $E_T$  et  $\eta$  ne sont pas indépendantes. Ceci est montré en haut à la figure 68. On montre à ce graphique la coupure obtenue en  $p_T$  pour une coupure fixe en énergie de 300 GeV. À  $\eta=3.7$ , un quark de 15 GeV d'énergie transverse a une énergie de 300 GeV. Le graphique du bas montre le rapport entre le nombre de quarks ayant une énergie supérieure à 300 GeV sur le nombre de quarks ayant une énergie transverse supérieure à 15 GeV. En exigeant, en plus des coupures optimisées, que  $E>300$  GeV, le nombre de faux jets provenant du bruit d'empilement à haute luminosité est réduit de 10% à 3%. L'efficacité d'étiquetage pour le signal diminue aussi de façon importante dans la région du bouchon. Comme ceci n'est pas dû à la modélisation du détecteur mais plutôt à la cinématique du signal, nous ferons l'hypothèse que ATLFast reproduit bien cette baisse d'efficacité.

## 6.2 Le veto de jets

L'imposition d'un veto sur le nombre de jets dans la région centrale ( $|\eta| < 2.0$ ) est potentiellement très efficace pour réduire le bruit  $t\bar{t}$ . Comme nous l'avons vu au chapitre 2 (figure 10), le nombre moyen de jets dans la région centrale pour ce bruit est supérieur à 4 tandis que ce nombre est d'environ 2 pour le signal.

L'efficacité est évaluée après avoir imposé les coupures qui suivent, qui seront motivées au chapitre 8:

- $(p_T \text{ des leptons}) > 50$  GeV. Dans le cas du neutrino, on mesure l'énergie

transverse manquante.

- $p_T$  du  $W$  ( $\rightarrow$  leptons)  $> 150$  GeV
- ( $p_T$  des deux jets dans un cône de  $\Delta R=0.2$ )  $> 50$  GeV. On se référera à ces jets comme étant les jets noyaux.
- $p_T$  du  $W$  ( $\rightarrow$  jets)  $> 150$  GeV
- Masse reconstruite:  $M_W \pm 15$  GeV. La méthode des cellules définie au chapitre suivant est utilisée pour la reconstruction de la masse du  $W$ .

Dans tous les cas, l'échelle d'énergie est ajustée pour tenir compte du bruit et de la fraction de l'énergie à l'extérieur des cônes.

Le veto est imposé comme suit:

- On exige un ou deux jets reconstruits avec un cône de  $\Delta R=0.4$  dans la région centrale. Si il y a un deuxième jet, son centre doit correspondre (avec une tolérance de 0.2 en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) à un des deux jets noyaux utilisés pour reconstruire la masse du  $W$ .

La figure 69 compare l'efficacité de veto, soit la probabilité de passer cette dernière coupure, pour le signal et pour ses bruits de fond avec ATLFAST (simulation rapide) et DICE (simulation complète). On remarque que ATLFAST surestime l'efficacité pour le signal de 2 à 4%. Pour le bruit  $W$ +jets, les efficacités sont comparables à l'intérieur des barres d'erreur. Dans le cas du bruit  $t\bar{t}$ , les efficacités sont presque identiques.

La figure 70 compare l'efficacité de veto avec et sans bruit d'empilement à haute luminosité. Dans les deux cas, les résultats sont obtenus avec simulation complète. On remarque que l'efficacité chute de façon importante pour le signal pour des seuils en  $p_T$  inférieurs à 25 GeV. Au dessus de 25 GeV, l'efficacité n'est

inférieure que de 10%. Pour le bruit  $W$ +jets, l'efficacité est inférieure d'environ 10% pour un seuil supérieur à 15 GeV. Le cas du bruit  $t\bar{t}$  est particulier étant donné que le bruit d'empilement ne semble pas influencer son efficacité de véto. Nous avons expliqué cet effet dans [29]. On y montre que l'efficacité de véto dépend beaucoup du processus étudié. Dans le cas du bruit  $t\bar{t}$ , le nombre additionnel de jets venant du bruit d'empilement semble être compensé par l'effet suivant: hormis les deux jets les plus énergétiques, le  $p_T$  des autres jets est en moyenne supérieur au seuil de véto. Le bruit d'empilement qui est convolué à cette distribution aura tendance à diminuer le nombre de jets  $t\bar{t}$  en haut du seuil étant donné qu'il y a plus de jets disponibles de ce côté là de la coupure.

### 6.3 Conclusion du chapitre

L'efficacité d'étiquetage des jets avant a été évaluée avec simulation complète avec et sans bruit d'empilement. En général, la simulation rapide reproduit bien les résultats obtenus avec simulation complète. Près de la limite d'acceptance en pseudorapidité du calorimètre, par contre, l'efficacité est inférieure de 10%. Il a été montré qu'à haute luminosité, pour un taux toléré de faux jets de 10%, dans toute la région avant<sup>4</sup> l'efficacité d'étiquetage était réduite d'environ 8%.

L'efficacité de véto des jets de la région centrale a été évaluée avec simulation rapide et avec simulation complète. ATLFAST reproduit bien les résultats de la simulation complète, en particulier pour les bruit de fonds. Avec l'ajout du bruit d'empilement à haute luminosité, une chute importante de l'efficacité est observée pour des seuils en  $p_T$  inférieurs à 25 GeV. Ceci motivera, au chapitre 8, le choix d'un seuil de 30 GeV pour le régime à haute luminosité.

---

<sup>4</sup>il s'agit ici d'un seul hémisphère du détecteur.

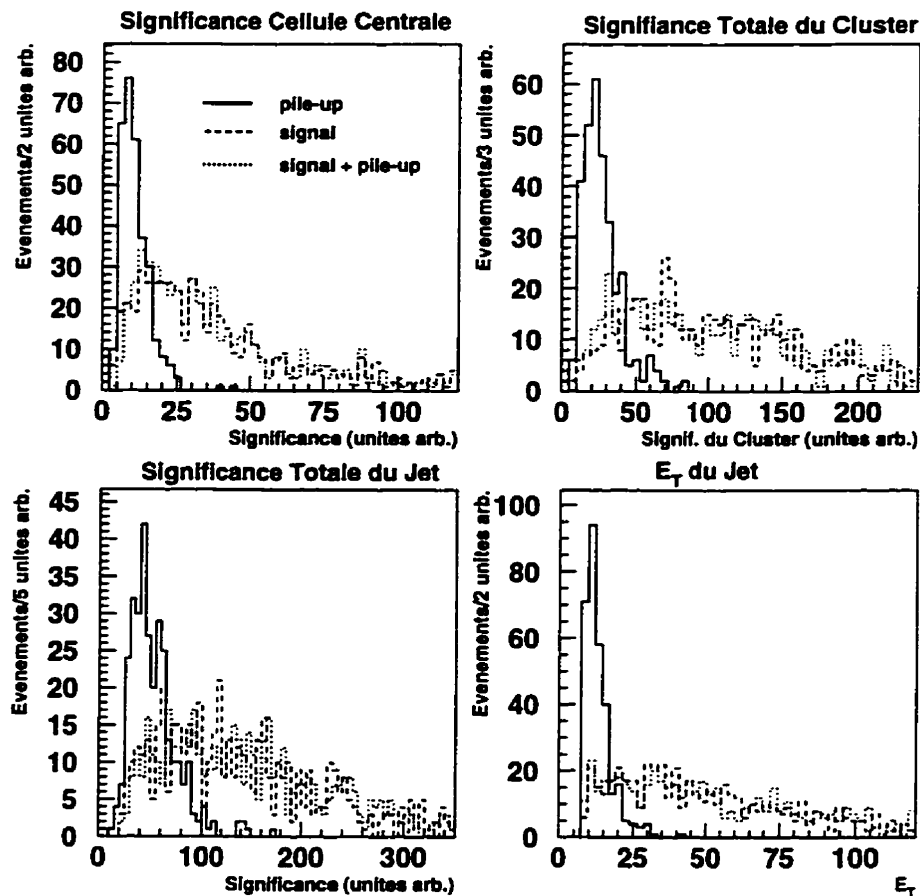


Figure 65. Le graphique en haut à gauche montre la signifiante de la cellule utilisée comme centre initial du jet. Le graphique en haut à droite montre la signifiante totale des cellules contenues dans un cône de  $\Delta R=0.2$ . Le graphique en bas à gauche montre la signifiante totale du jet dans un cône de  $\Delta R=0.4$ . La figure en bas à droite donne l'énergie transverse du jet



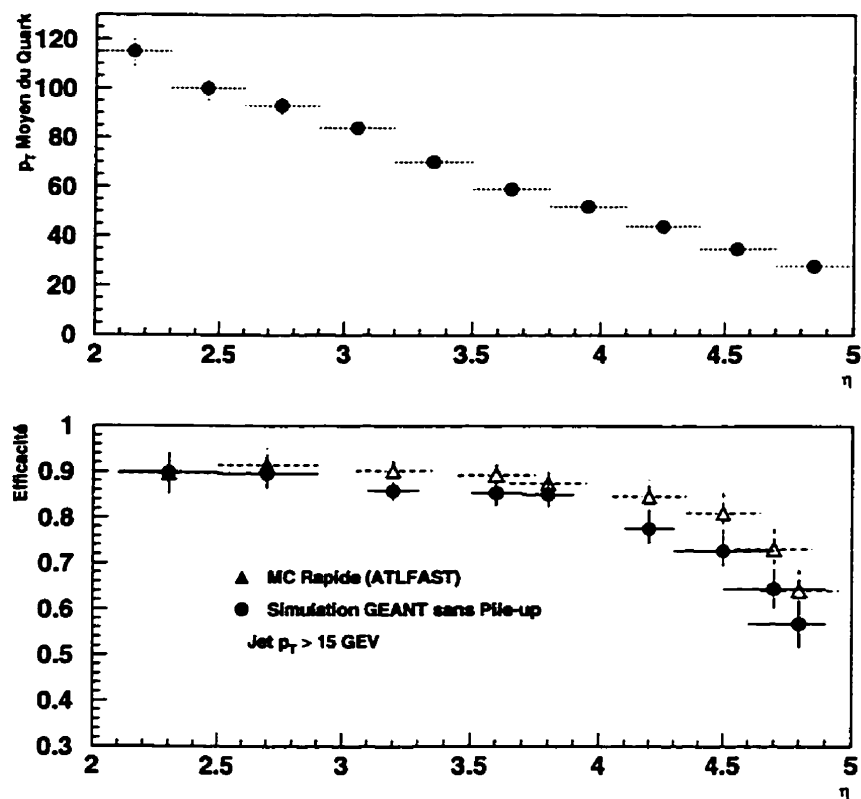


Figure 66. Le graphique en haut montre l'énergie transverse moyenne des quarks avant en fonction de  $\eta$ . Le graphique du bas donne l'efficacité d'étiquetage des jets pour la simulation complète et la simulation rapide, sans bruit d'empilement.

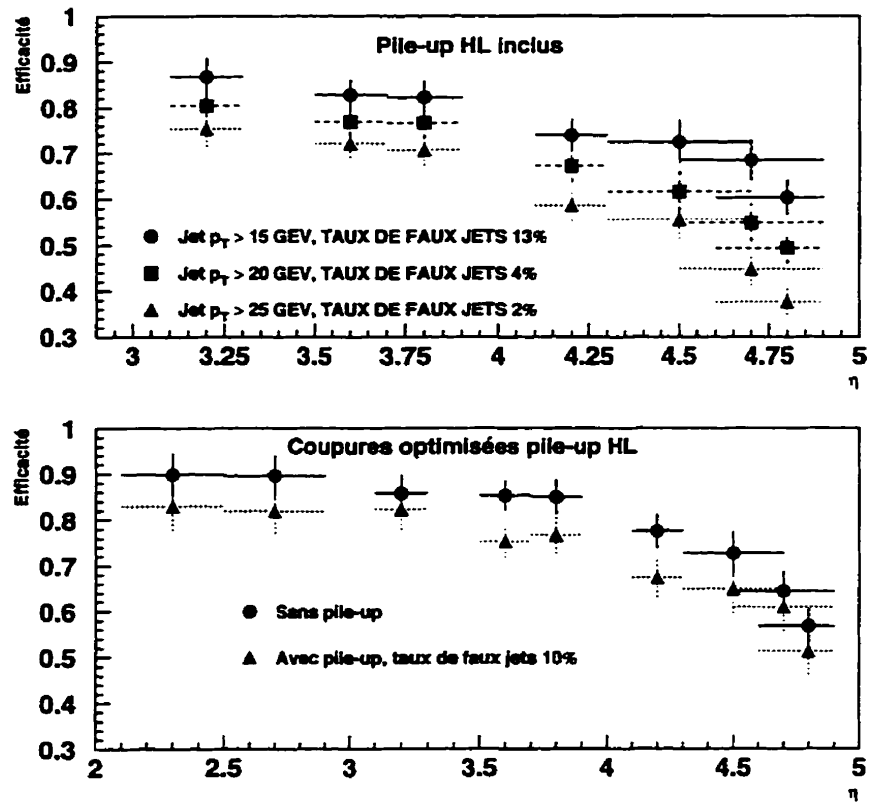


Figure 67. En haut: efficacités d'étiquetage avec bruit d'empilement pour différentes coupures en  $p_T$ . En bas: l'efficacité d'étiquetage optimisée pour un taux de faux jets de 10% pour la région allant de  $2.0 < \eta < 4.9$

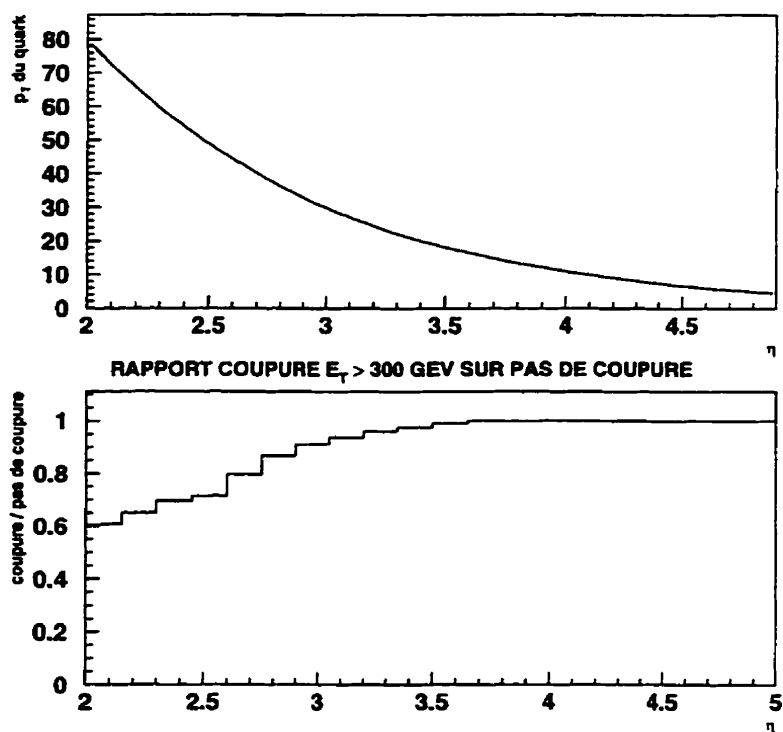


Figure 68. En haut: la coupure effective obtenue en  $p_T$  pour une coupure fixe en énergie de 300 GeV. En bas: le nombre de quark ayant une énergie supérieure à 300 GeV sur le nombre de quarks ayant une énergie transverse supérieure à 15 GeV

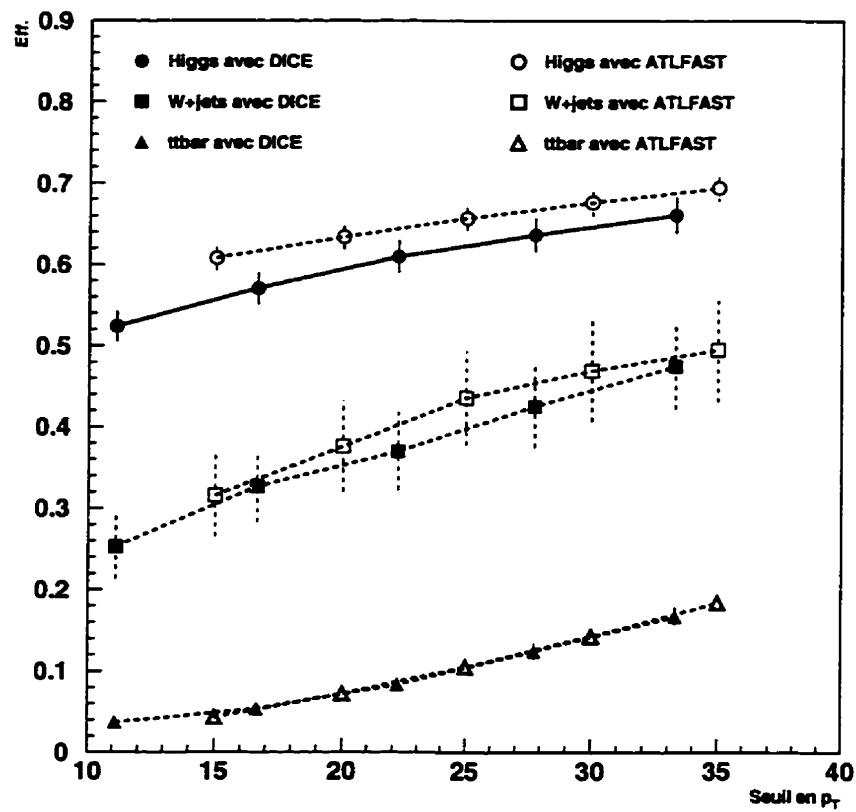


Figure 69. Comparaison de l'efficacité du véto de jets dans la région centrale obtenue avec la simulation complète et avec la simulation rapide ATLFAST.

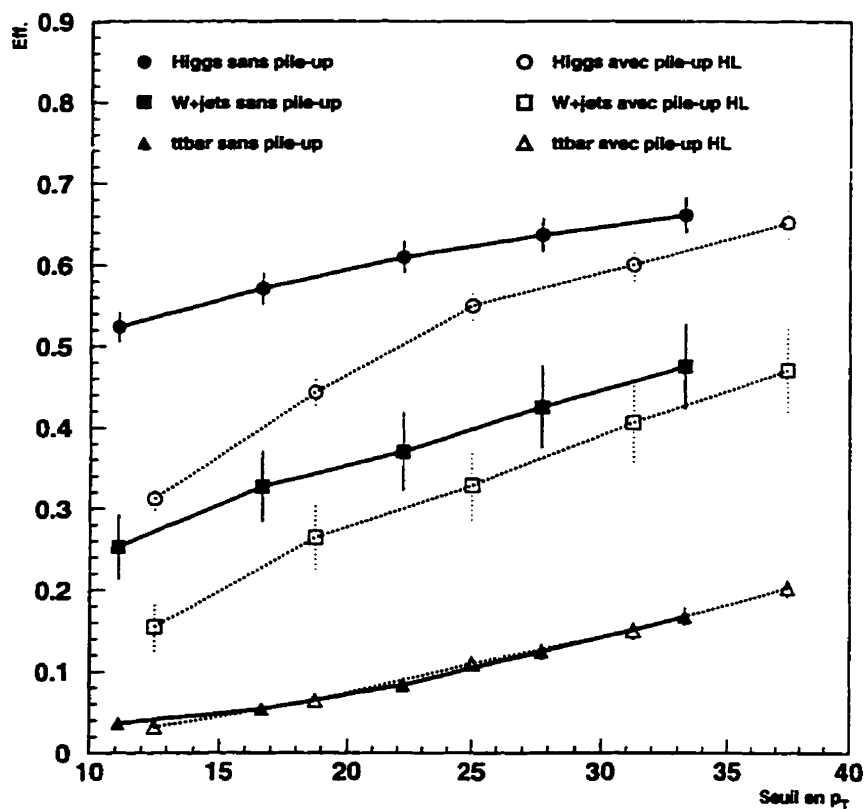


Figure 70. Comparaison de l'efficacité du véto de jets dans la région centrale obtenue avec la simulation complète sans bruit d'empilement, et avec la simulation complète avec bruit d'empilement à haute luminosité.

## Chapitre 7

### La Reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$

L'évaluation du potentiel de découverte d'un boson de Higgs lourd dans ATLAS nécessite une bonne estimation de la résolution en masse de la désintégration  $W \rightarrow \text{jet-jet}$ . En effet, la résolution en masse du  $W$  déterminera la fenêtre à utiliser pour maximiser l'efficacité du signal et minimiser l'impact du bruit de fond principal, soit  $W + \text{jets}$ . Les résultats de ce chapitre sont en grande partie tirés de notre note ATLAS CAL-092[48].

La première partie de ce chapitre traitera de la reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  pour différentes gammes d'impulsions transverses. L'étude de cette reconstruction sera par ailleurs étendue à l'étude du quark top. Le très grand nombre d'événements  $t\bar{t}$  prévu ne sera pas seulement un bruit de fond. Il aura aussi l'avantage de permettre de bien comprendre la reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  lors des premières prises de données.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous évaluerons avec simulation complète les efficacités de reconstruction, dans le contexte du Higgs lourd, du signal et de ses bruits de fond.

#### 7.1 La reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$

La reconstruction des deux jets provenant de la désintégration hadronique de bosons  $W$  jouera un rôle important dans la mise en évidence de plusieurs

signaux physiques au LHC. Mentionnons, outre le Higgs lourd, les recherches de la supersymétrie, les recherches de la technicouleur, la mesure de la masse et des propriétés du quark top et les études de QCD.

Pour évaluer la performance du système de calorimétrie pour la reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$ , il faut mesurer la largeur et la valeur moyenne de la distribution de la masse reconstruite. Une bonne résolution dans la masse reconstruite signifiera un meilleur rejet des bruits QCD. Pour bien comprendre la systématique associée à l'évaluation de l'échelle d'énergie absolue des jets, la valeur moyenne de la distribution de la masse reconstruite peut être comparée avec la masse connue du  $W$ . Comme nous le verrons plus loin, la fonction de *transfert* entre l'échelle de masse et l'échelle d'énergie peut-être non-triviale. En effet, la reconstruction de jets superposés, l'effet des gerbes dans les calorimètres et les coupures utilisées pour minimiser l'impact du bruit d'empilement peuvent introduire des biais systématiques. Cette section présentera donc deux catégories de résultats: la première traitant de la largeur de la distribution de la masse reconstruite et la deuxième traitant de l'étalonnage de l'énergie des jets et de la masse des dijets.

### 7.1.1 Algorithmes et programmes de simulations

Quatre échantillons de bosons  $W$  ont été produits à l'aide de PYTHIA 5.7, avec une masse du  $W$  mise à 80.5 GeV: (i) des bosons  $W$  avec bas  $p_T$  (0-25 GeV) provenant du processus Drell-Yan. (ii) des  $W$  de  $p_T$  intermédiaires (80-250 GeV), des événements  $WZ$  et  $t\bar{t}$  ( $WbW\bar{b}$ ). Pour les événements  $WZ$ , une coupure de 85 GeV dans le centre de masse de la diffusion dure fut imposée. Dans le cas du  $t\bar{t}$ , cette coupure est de 150 GeV et la masse générée du top est de 175 GeV. (iii) pour la région à haut  $p_T$  (250-500 GeV) la désintégration d'un boson de Higgs lourd ( $m_H = 1$  TeV) en deux bosons  $W$ . Ici, le deuxième  $W$  se désintègre de façon leptonique. Des distributions cinématiques sont présentées aux figures 71 et 72

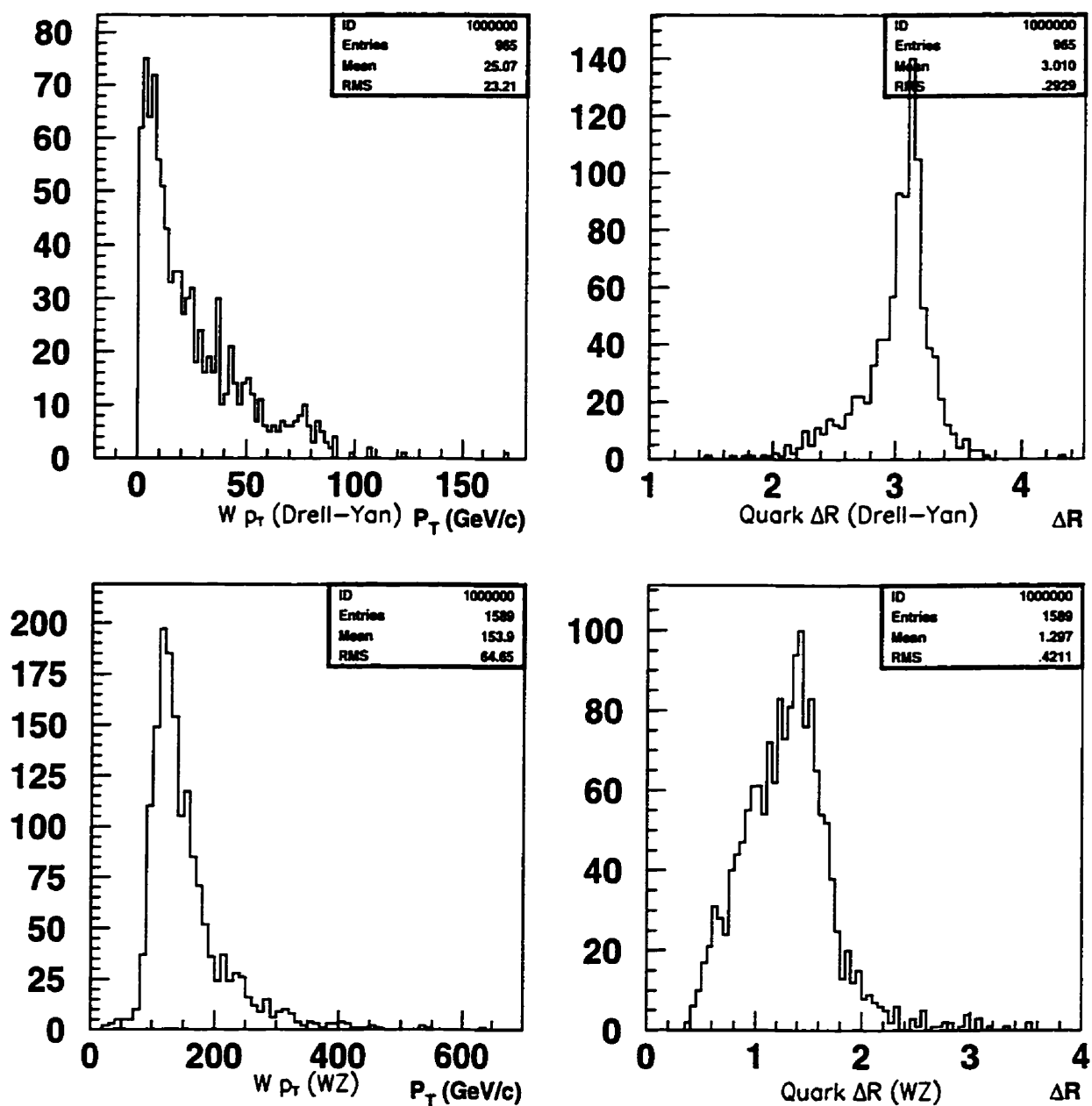


Figure 71. En haut: cinématique pour W de bas  $p_T$ . En bas: cinématique pour W de  $p_T$  moyen



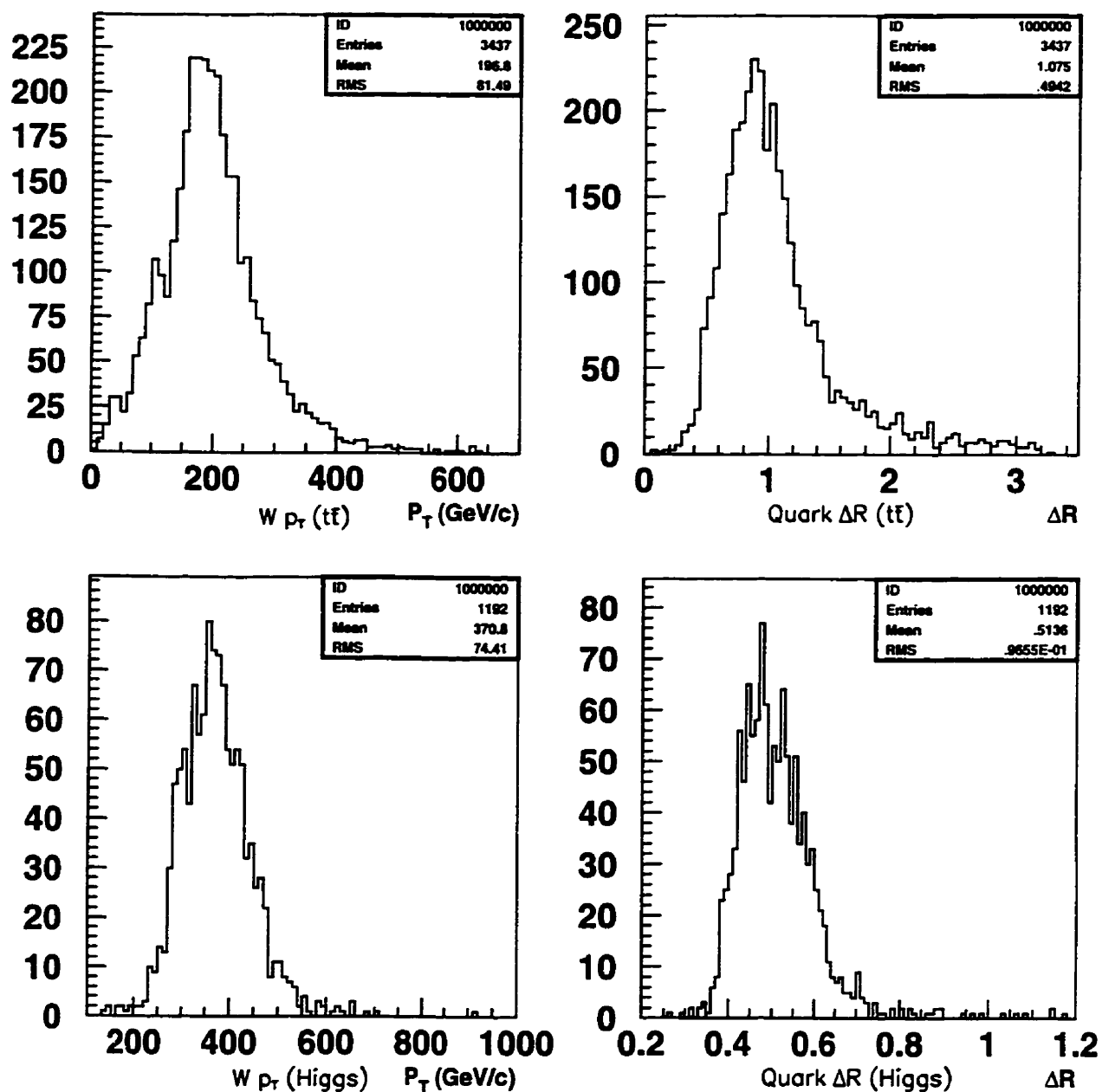


Figure 72. En haut: cinématique pour W provenant de  $t\bar{t}$ . En bas: cinématique pour W provenant du Higgs lourd.

pour les quatres échantillons de W. Il ne s'agit pas de savoir si les signaux WZ et W Drell-Yan peuvent être extraits du bruit de fond mais plutôt d'évaluer la résolution qu'on peut s'attendre à obtenir avec le calorimètre ainsi que les effets systématiques associés aux algorithmes de reconstruction. En particulier pour les événements Drell-Yan et WZ, on associe les jets aux quarks du W d'après leur direction dans l'espace  $\eta - \phi$ , pour éviter les problèmes de combinatoires provenant de l'émission de gluons durs.

La simulation du détecteur a été faite avec GEANT 3.21 avec la géométrie de DICE (version 95-6). GEANT-FLUKA a été choisi comme code de transport hadronique. Malgré le fait que la géométrie du détecteur a connu d'importants changements depuis cette version, les différences entre les résultats qui suivent et ceux qui seraient obtenus avec la toute dernière géométrie devraient être mineurs. Le fait que les jets soient peu sensibles aux petits détails de la géométrie et que peu des jets des échantillons utilisés ici se trouvent dans la région de transition baril-bouchon justifie cette affirmation.

Le programme de reconstruction est ATRECON (version 95-6). Les jets de cette étude ont été reconstruits au niveau du calorimètre i.e. on les suppose sans masse. Un algorithme standard utilisant un cône en  $\eta - \phi$  standard a été utilisé pour trouver les jets. Un cône de  $\Delta R=0.4$  a été choisi pour limiter l'effet du bruit d'empilement.

Dans ce chapitre, nous allons faire mention de trois méthodes pour déterminer la masse invariante du W:

- Méthode 1

- La masse est simplement calculée à partir de la quadri-impulsion de chaque jet:

$$M_W^2 = (P_{(j1)}^\mu + P_{(j2)}^\mu)(P_{\mu(j1)} + P_{\mu(j2)})$$

- Méthode 2

- La masse est calculée en considérant la quadri-impulsion de chacune des cellules des calorimètres incluses dans les deux cônes de  $\Delta R=0.4$ :

$$M_W^2 = \left( \sum_{i=1}^{N_{cell.}} P_{cell.i}^\mu \right)^2$$

- Méthode 3

- Même technique que dans la méthode 2 mais l'énergie est collectée dans un seul cône ayant un  $\Delta R=0.5$  ou  $0.6$ . Cette méthode n'est utilisée que dans le cas où les deux jets provenant de la désintégration du  $W$  souffrent d'une importante superposition.

L'avantage de la troisième méthode est qu'il n'est pas nécessaire de se soucier du partage de l'énergie lorsque les deux jets se superposent. Dans le cas de la méthode 2, le partage de l'énergie n'est nécessaire que pour déterminer les barycentres des jets. Ceci définit la liste des cellules qui seront utilisées pour la reconstruction de la masse. Une fois cette liste déterminée, le partage de l'énergie et l'évaluation de l'angle entre les deux jets n'est pas nécessaire car l'angle déjà connu de chaque cellule est utilisé. Dans le cas de la méthode 1 par contre, l'énergie de chaque jet doit être déterminée ainsi que l'angle entre les deux jets. Pour ce faire, le barycentre de chaque jet est obtenu en partageant les énergies des jets selon les étapes suivantes:

- Pour la première itération, toute l'énergie dans la région de superposition est assignée à un seul jet et les quadri-impulsions des jets sont calculées.
- Dans la deuxième itération, l'énergie dans la région de superposition est partagée également entre les jets et les quadri-impulsions sont recalculées.
- Lors de la dernière itération, l'énergie dans la région de superposition est partagée en proportion des énergies trouvées pour chacun des jets lors de la

seconde itération. Les quadri-impulsions sont ensuite calculées une dernière fois. Dans le cas des jets de l'ensemble à haut  $p_T$ , le partage de l'énergie s'est fait autrement: en utilisant les barycentres obtenus lors des étapes précédentes, l'énergie de chaque jet fut recalculée en assignant les énergies des cellules dans la région de superposition au jet le plus proche.

La calibration standard de ATRECON a été utilisée, avec quelques changements basés sur les simulations présentées au chapitre 4. Ensuite, l'échelle d'énergie des jets a dû être ajustée dans chaque cas dépendant du cône et des coupures en  $E_T$  utilisées. Cette échelle a été déterminée en multipliant l'énergie reconstruite des jets par la moyenne du rapport des énergies des partons sur les énergies reconstruites. Ceci a dû être fait pour chaque méthode, cône et coupures en  $E_T$  utilisés.

### 7.1.2 Résolution en masse

Pour les résultats qui suivent, des lissages Gaussien à  $\pm 2\sigma$  furent effectués sur les distributions de masse, sauf lorsqu'il y avait des queues importantes dans les distributions. À moins de mention explicite, la reconstruction de la masse est basée sur la méthode 1

#### 7.1.2.1 W de bas $p_T$

La figure 73 montre le spectre de masse reconstruite pour des W issus du processus Drell-Yan. Comme le montre la figure 71, les W ont un  $p_T$  moyen de 25 GeV et produisent ainsi des jets bien séparés dans le calorimètre. La coupure en  $p_T$  sur les jets était de 25 GeV. Avec cette faible coupure sur le  $p_T$  des jets, une résolution de 9.2 GeV est obtenue. Ceci est montré à la figure 73a. Dans la figure 73b, la ligne pleine montre la distribution des quarks u et d alors que la

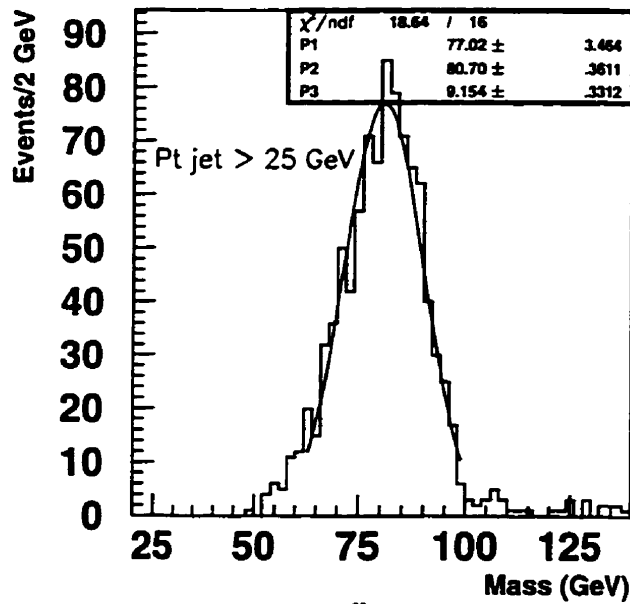


fig a

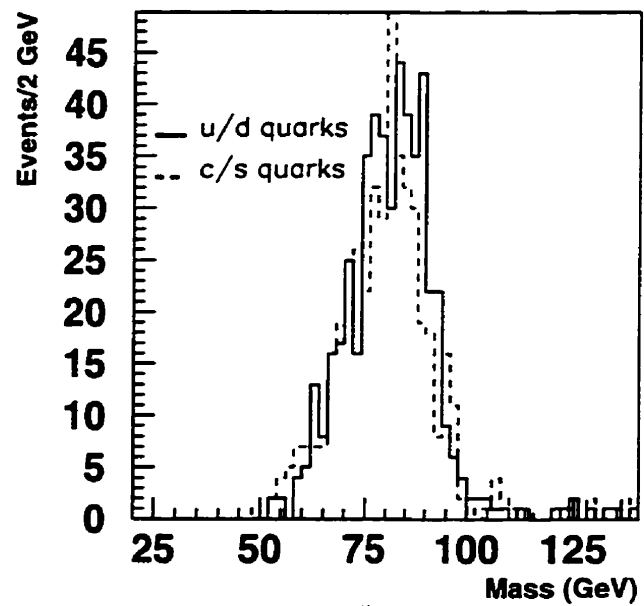


fig b

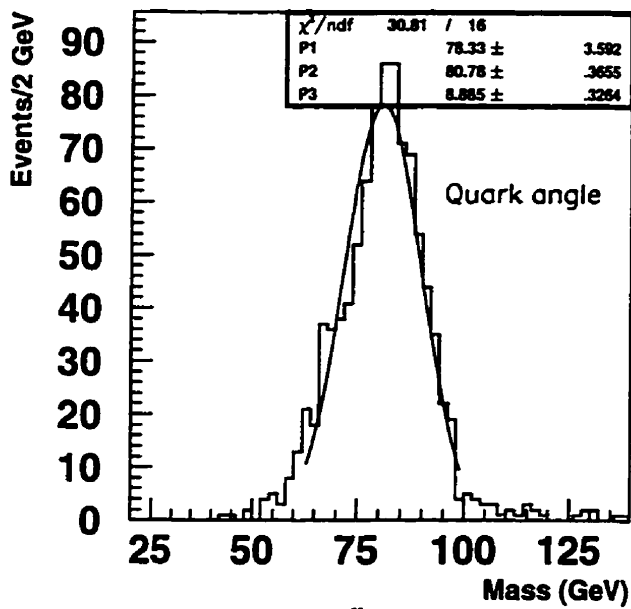


fig c

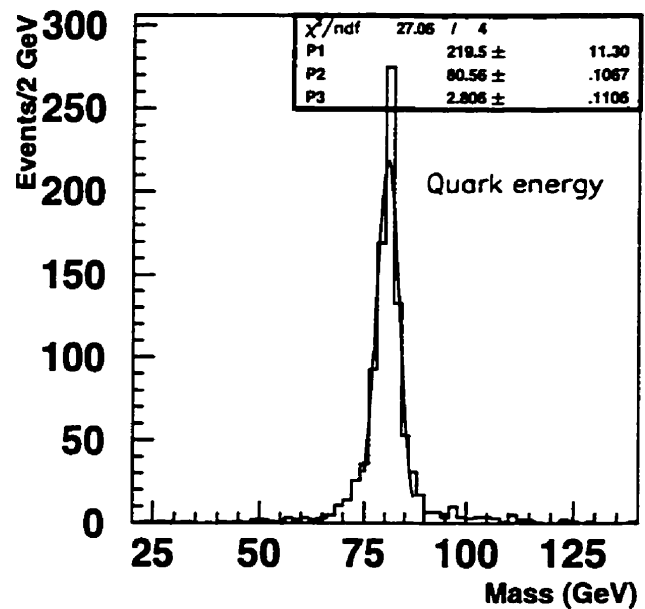


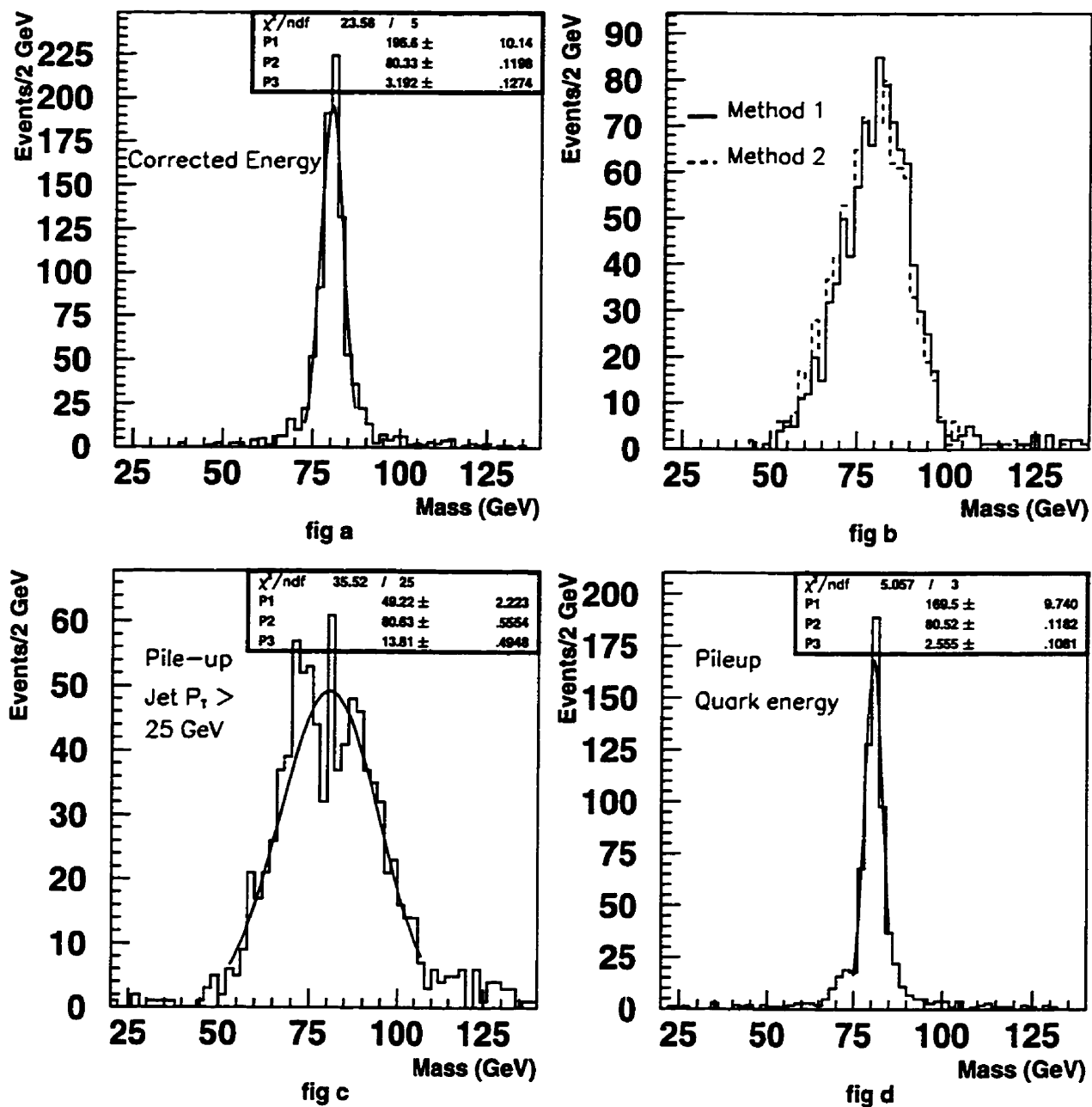
fig d

Figure 73. Résultats pour W de bas  $p_T$ .

ligne avec tirets montre l'équivalent pour les quarks  $c$  et  $s$ . Dans le but d'évaluer la contribution provenant de l'énergie et de l'angle entre les jets à la résolution, l'information des partons a été utilisée. La figure 73c montre la masse reconstruite quand l'angle des quarks est connu alors que pour la figure 73d, c'est l'énergie des partons qui est connue. Pour ce domaine d'impulsion transverse, il est clair que la résolution de la masse est dominée par la reconstruction de l'énergie.

La dernière conclusion est confirmée à la figure 74 où la masse reconstruite est corrigée événement par événement ( $M_{W_{\text{corr}}} = M_{W_{\text{rec}}} \times E_{\text{parton}}/E_{\text{rec}}$ ). La distribution avec la ligne pleine de la figure 74b est obtenue en utilisant la méthode 1 alors que celle ayant la ligne avec tirets est obtenue avec la méthode 2. Pour cette gamme d'impulsion transverse, la différence entre les deux méthodes est minime. Les figures 74c et 74d montrent la résolution en masse lorsque du bruit d'empilement à haute luminosité est ajouté. Pour ces figures, une coupure de 25 GeV a été imposée sur le  $p_T$  du jet. Malgré le fait que l'addition du bruit d'empilement détériore la résolution de près de 5 GeV, la figure 74d montre que, avec la méthode 1, le bruit d'empilement ne biaise pas la distribution de la masse. Les résultats obtenus avec la méthode 2 sont présentés au tableau 18. Dans ce cas, la masse reconstruite est près de 2 GeV inférieure à la valeur générée.

Les résultats à bas  $p_T$  ne montrent pas de biais systématique dans la reconstruction de l'angle des jets et de leur énergie et, par conséquent, la masse reconstruite est stable en fonction du  $p_T$  du  $W$ . Les deux méthodes de reconstruction donnent, aux erreurs près, les mêmes résultats. L'addition du bruit d'empilement n'introduit pas de déplacement du pic de masse, sauf pour la méthode 2. Les résultats sont résumés au tableau 18.

Figure 74. Résultats pour W de bas  $p_T$ .

Méthode	Masse Rec. Moy.	Sigma
Méthode 1, sans pile-up	$80.7 \pm .4 \text{ GeV}$	$9.2 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 2, sans pile-up	$79.6 \pm .3 \text{ GeV}$	$9.5 \pm .4 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, énergie quark	$80.6 \pm .1 \text{ GeV}$	$2.8 \pm .1 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, angle quark	$80.8 \pm .4 \text{ GeV}$	$8.9 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 1, pile-up	$80.6 \pm .6 \text{ GeV}$	$13.8 \pm .5 \text{ GeV}$
Méthode 2, pile-up	$78.6 \pm .6 \text{ GeV}$	$13.8 \pm .6 \text{ GeV}$
Méthode 1, pile-up, énergie quark	$80.5 \pm .1 \text{ GeV}$	$2.6 \pm .1 \text{ GeV}$

Tableau 18. Résultats pour W de bas  $p_T$ 

#### 7.1.2.2 W de $p_T$ moyen (80-250 GeV)

Comme le montre la figure 71, les deux jets de bosons W ayant une impulsion transverse moyenne de 150 GeV en général se superposent (ils ont une séparation de moins de  $1.4^1$ ). Ceci est vrai même si les plus petits cônes utilisés dans la reconstruction des jets ne se superposent pas. Ceci veut dire que même pour des jets ayant une séparation de plus de 0.8, une partie de l'énergie d'un des jets se retrouvera dans le cône de l'autre.

La figure 75 montre des graphiques équivalents à ceux présentés précédemment à la figure 73 pour la gamme de  $p_T$  plus basse. À la figure 75a, on remarque la présence d'une queue dans la distribution de masse. La masse moyenne reconstruite est d'environ 1 GeV inférieure à la masse générée. Les deux graphiques du bas démontrent que cette queue provient d'une mauvaise reconstruction de l'angle entre les deux jets. La figure 75c montre que cette queue disparaît lorsque l'on utilise les quarks pour reconstruire l'angle. Lorsque l'énergie des quarks est employée mais que l'angle des jets reconstruits est utilisée, la queue apparaît et

<sup>1</sup>Plus de 95% de l'énergie d'un jet est contenue dans un cône de 0.7 autour de son barycentre.



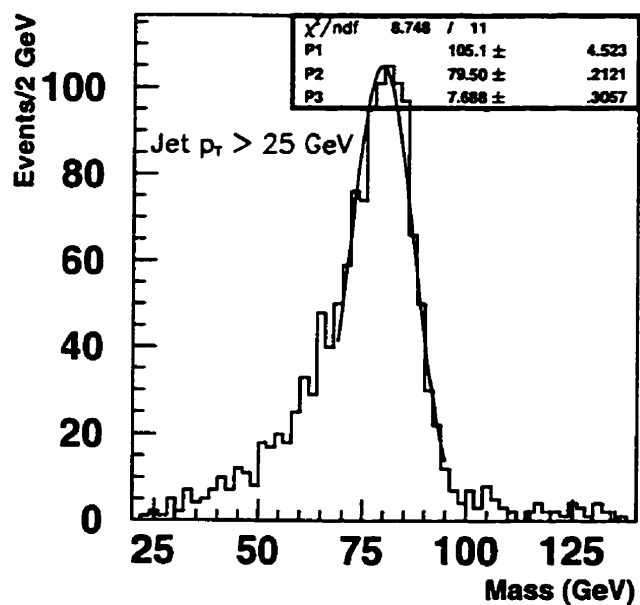


fig a

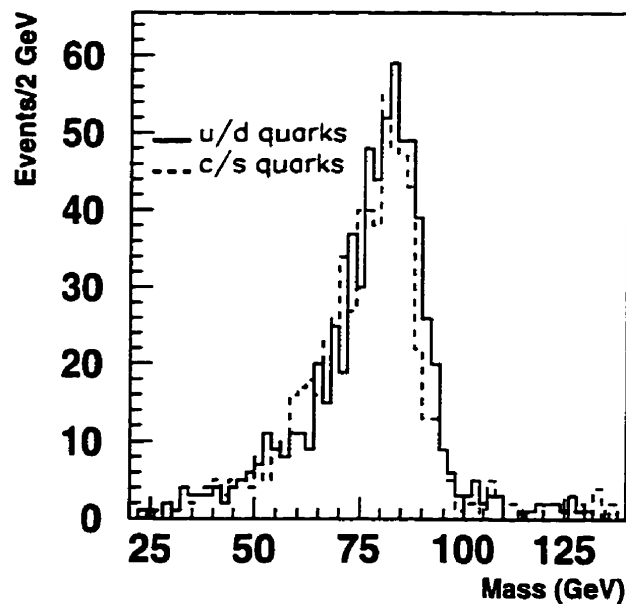


fig b

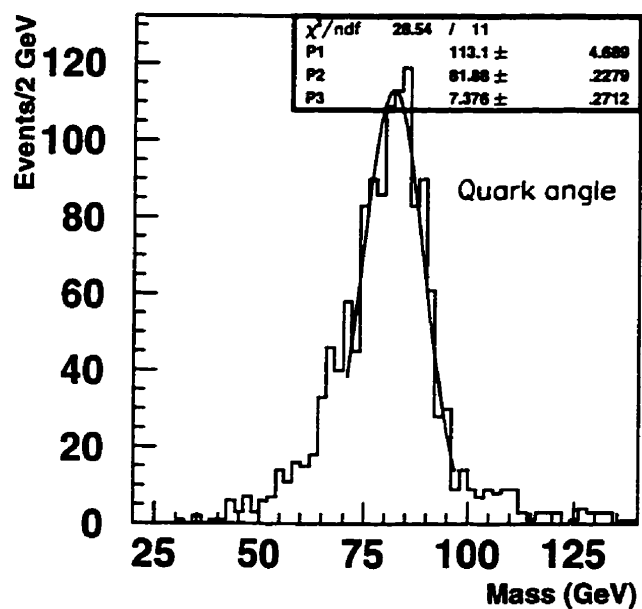


fig c

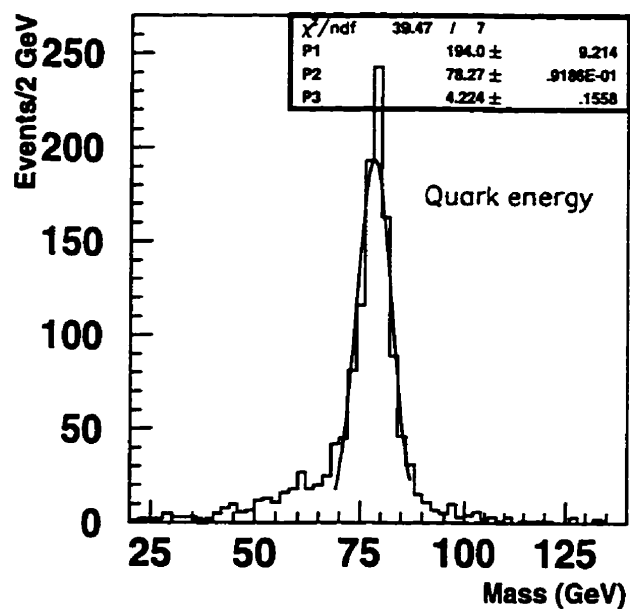
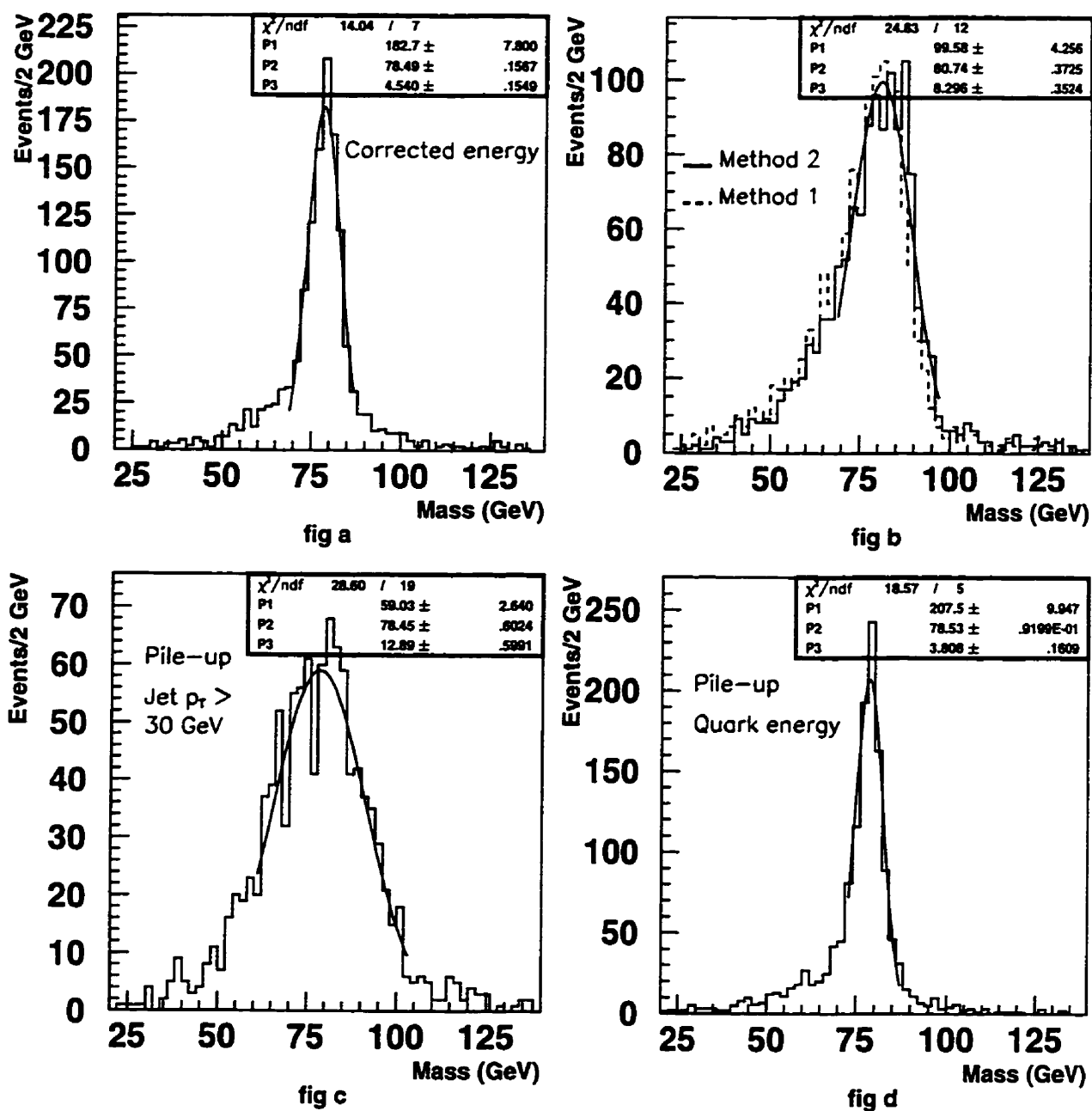
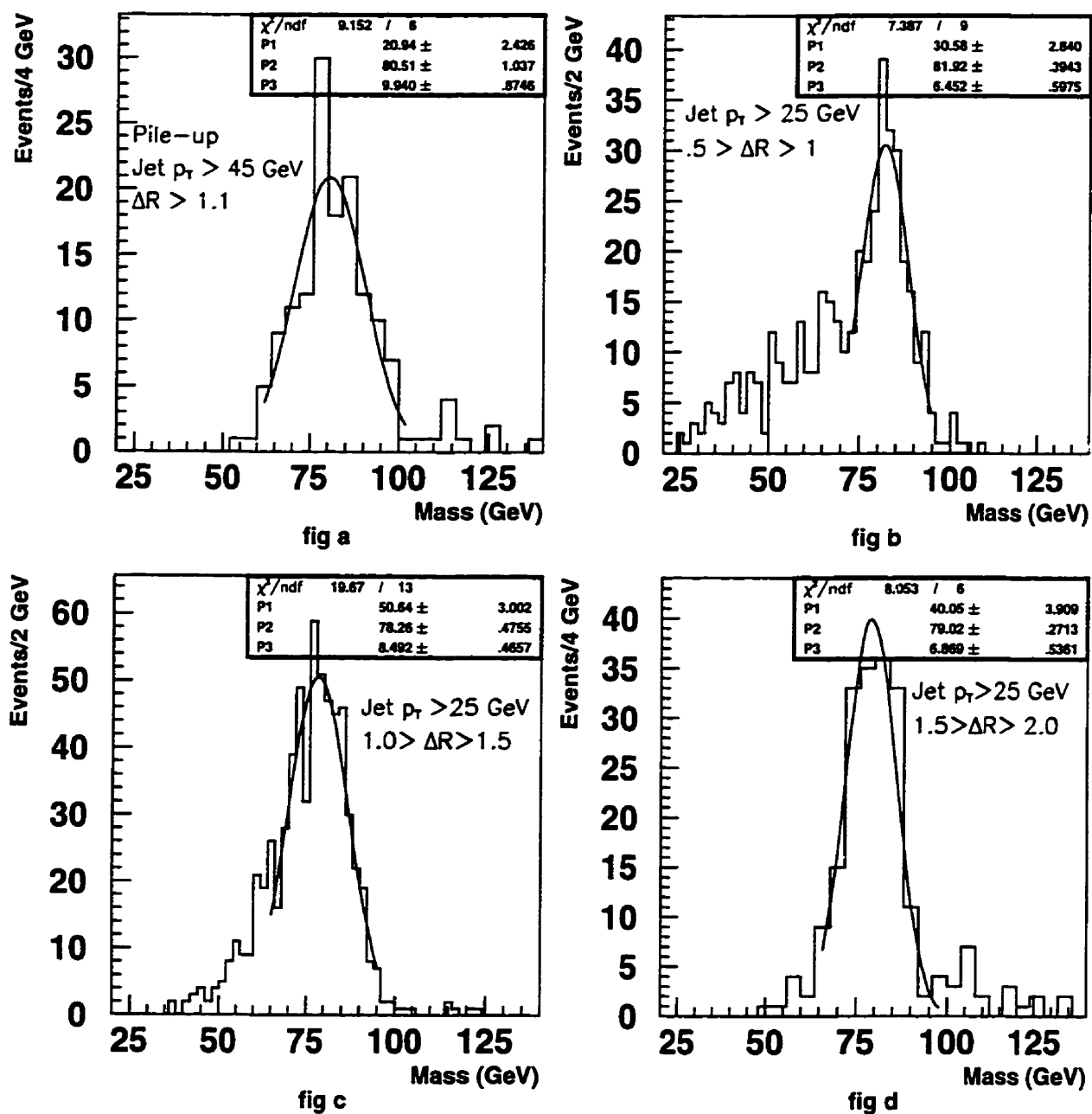


fig d

Figure 75. Résultats pour W de  $p_T$  moyen.

Figure 76. Résultats pour W de  $p_T$  moyen.

Figure 77. Résultats pour W de  $p_T$  moyens.

la résolution de l'angle ainsi obtenue est près de 2 GeV inférieure au cas des jets bien séparés de l'échantillon à bas  $p_T$  (figure 75d).

La figure 76 montre des graphiques équivalents à ceux de la figure 74. La figure 76b montre une différence significative entre les deux méthodes de reconstruction. L'addition du bruit d'empilement détériore la résolution de la masse de façon substantielle. En exigeant une coupure plus élevée sur le  $p_T$  des jets et en demandant une plus grande séparation entre les jets, la résolution s'améliore de 3 GeV (figure 77a). Les figures 77b à 77d montrent les distributions de masses pour 3 intervalles de distances différents. L'amélioration dans la résolution et la diminution des queues est évidente. La plupart des résultats sont résumés au tableau 19.

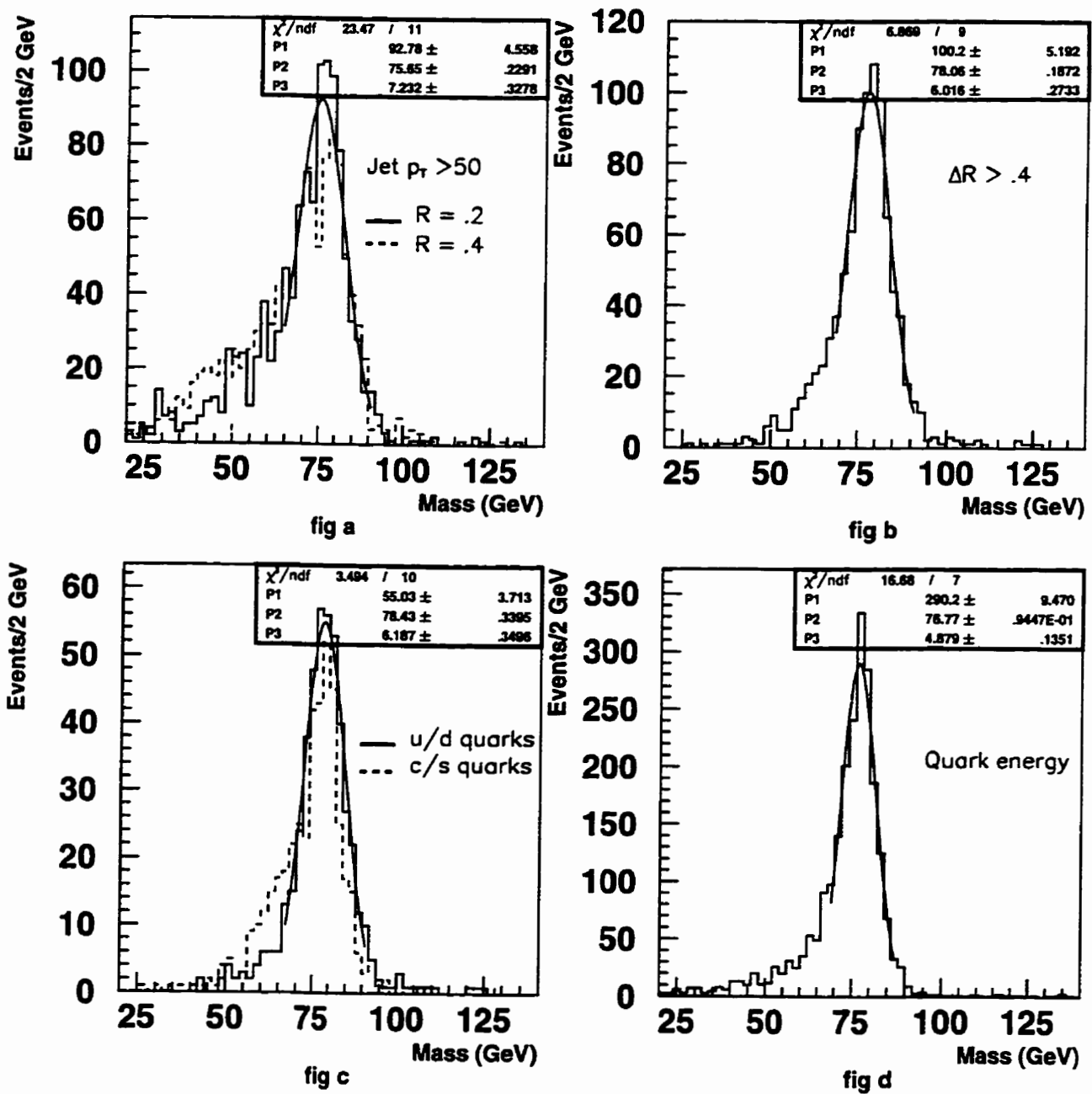
Méthode	Masse Rec. Moy.	Sigma
Méthode 1, sans pile-up	$79.5 \pm .2 \text{ GeV}$	$7.7 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 2, sans pile-up	$80.7 \pm .4 \text{ GeV}$	$8.3 \pm .4 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, énergie quark	$78.3 \pm .1 \text{ GeV}$	$4.2 \pm .2 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, angle quark	$81.9 \pm .2 \text{ GeV}$	$7.4 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 1, pile-up	$78.4 \pm .6 \text{ GeV}$	$12.9 \pm .6 \text{ GeV}$
Méthode 2, pile-up	$81.2 \pm .8 \text{ GeV}$	$12.5 \pm .5 \text{ GeV}$

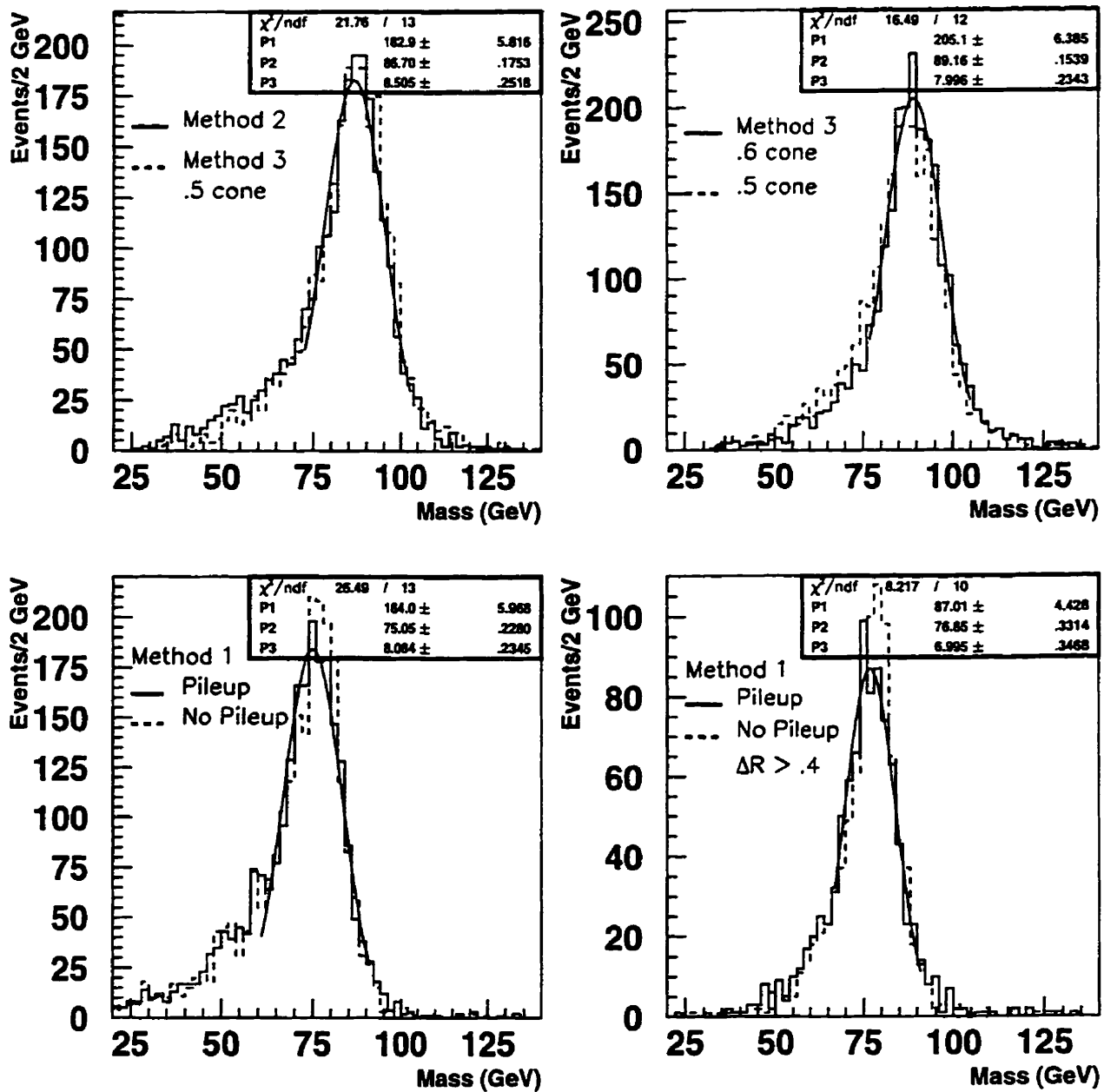
Tableau 19. Résultats pour W de  $p_T$  W Moyen.

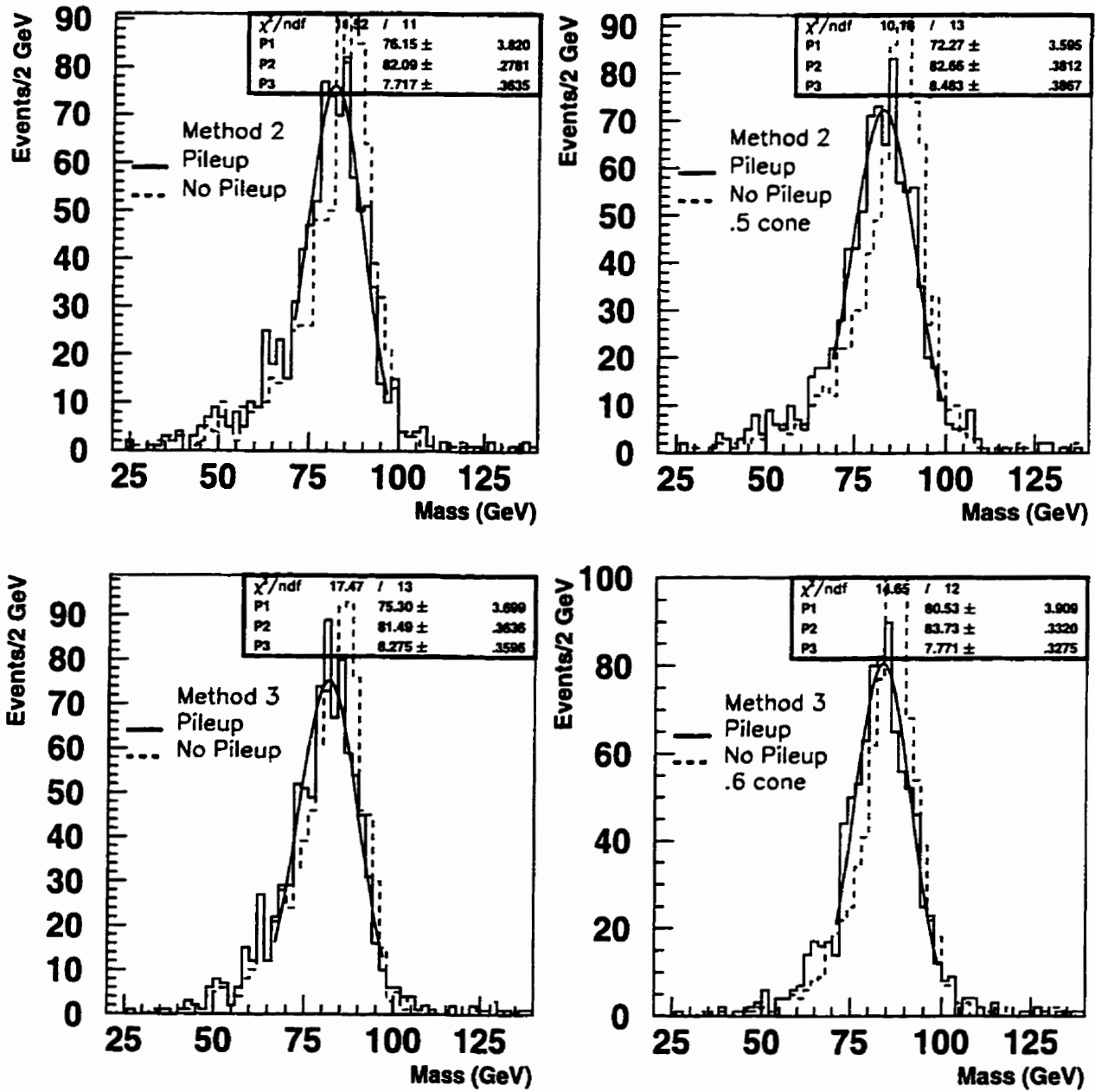
### 7.1.2.3 W de haut $p_T$ (250-500 GeV)

Pour des bosons avec un  $p_T$  moyen de 370 GeV, la distance moyenne entre les deux jets est d'environ 0.5 en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ <sup>2</sup>. La reconstruction des quadri-vecteurs devient alors problématique et des algorithmes spécialisés doivent être utilisés.

<sup>2</sup>pour des bosons vecteurs longitudinaux.

Figure 78. Résultats pour W de haut  $p_T$

Figure 79. Résultats pour W de haut  $p_T$

Figure 80. Résultats pour W de haut  $p_T$

La ligne pleine de la figure 78a montre la distribution de masse lorsqu'un cône de  $\Delta R=0.2$  est utilisé pour obtenir l'angle des jets. La ligne avec tirets est obtenue avec des cônes de  $\Delta R=0.4$ . Il est clair que l'utilisation des plus petits cônes est préférable pour la reconstruction de l'angle mais l'énergie sera quand même reconstruite dans un cône de  $\Delta R=0.4$  pour ne pas trop détériorer la résolution en énergie. Pour le reste des graphiques, des cônes de  $\Delta R=0.2$  sont utilisés pour la reconstruction de l'angle.

La figure 78b montre des événements où la séparation minimale était de  $\Delta R=0.4$ . Pour cet ensemble, la queue de la distribution visible en 78a est réduite. La figure 78d montre que pour les  $W$  à haut  $p_T$ , la contribution de la reconstruction de l'angle constitue une partie importante de la résolution de la masse. L'angle entre les deux jets est manifestement sous-estimé car la masse reconstruite est de 4 GeV inférieure à la valeur générée.

La méthode 3, où les cellules d'un cône de  $\Delta R=0.5$  sont utilisés pour obtenir la masse du  $W$  est comparée à la méthode 2 (2 cônes de 0.4) à la figure 79a. Les deux méthodes surestiment la masse générée par environ 6 GeV. La méthode 3 semble donner une queue moins importante. La figure 79b compare la distribution de masse reconstruite avec la méthode 3 mais en utilisant cette fois un cône de  $\Delta R=0.6$ . Dans ce cas, la résolution s'améliore mais la masse reconstruite est maintenant supérieure de 9 GeV à sa valeur générée.

L'effet du bruit d'empilement à haute luminosité sur la reconstruction de la masse pour les différentes méthodes n'est pas important (figures 79c, 79d et 80). Pour la méthode 1, le bruit d'empilement n'influence pas la valeur moyenne de la masse reconstruite alors que celle-ci est diminuée pour les autres méthodes. Ces résultats sont résumés au tableau 20.



Méthode	Masse Rec. Moy.	Sigma
Méthode 1, sans pile-up	$75.7 \pm .2 \text{ GeV}$	$7.2 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, $\Delta R > .4$	$78.1 \pm .2 \text{ GeV}$	$6.0 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 2, sans pile-up	$86.7 \pm .2 \text{ GeV}$	$8.5 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, énergie	$76.8 \pm .1 \text{ GeV}$	$4.9 \pm .1 \text{ GeV}$
Méthode 1, pile-up	$75.1 \pm .2 \text{ GeV}$	$8.1 \pm .2 \text{ GeV}$
Méthode 2, pile-up	$82.1 \pm .3 \text{ GeV}$	$7.7 \pm .4 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, corr. lin.	$80.7 \pm .2 \text{ GeV}$	$5.0 \pm .2 \text{ GeV}$
Méthode 1, pile-up, corr. lin.	$80.6 \pm .3 \text{ GeV}$	$6.9 \pm .3 \text{ GeV}$

Tableau 20. Résultats pour W de haut  $p_T$ . Voir prochaine section pour les détails concernant l'application de la correction linéaire (corr. lin.).

### 7.1.3 Relation entre les échelles de masse et d'énergie

Dans cette section on examine de plus près la fonction de transfert entre les échelles d'énergie et de masse. On pourrait s'attendre à ce que cette fonction soit triviale: une augmentation de l'échelle d'énergie de 5 % devrait entraîner une augmentation de 5% de la masse reconstruite. Autrement dit, le rapport des deux échelles devrait être égal à un. Cependant, la reconstruction de l'énergie n'est pas la seule composante de cette fonction de transfert. L'énergie attribuée à chaque jet et l'angle entre les deux jets peuvent être sujets à des biais systématiques. Dans le cas de la méthode 2 et 3, aucun partage de l'énergie n'est nécessaire (les angles des cellules sont connus) mais les gerbes dans le calorimètre peuvent introduire des effets sur l'évaluation de la masse, comme on le verra plus loin.

Les résultats présentés plus tôt dans ce chapitre montraient que la valeur moyenne de la masse reconstruite du W pouvait être différente de la valeur générée, cette différence étant fonction du  $p_T$  du W, de la méthode utilisée et de la présence du bruit d'empilement. Même si l'échelle d'énergie est ajustée dans

chaque cas de manière à obtenir une moyenne égale à celle des partons, cela ne suffit pas. Étant donné que l'échelle moyenne est utilisée pour chacun des cas, la non-linéarité du calorimètre est susceptible d'introduire des effets systématiques. De plus, à plus grands  $p_T$ , à cause du boost transverse des W, les jets deviennent plus collimés et une plus grande fraction de leur énergie est contenue dans le cône de  $\Delta R=0.4$ . Pour quantifier ces effets, le rapport de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie  $((M_{W_{\text{rec}}}/M_{W_{\text{gen}}})/(E_{\text{jet}_{\text{rec}}}/E_{\text{parton}}))$  est calculé événement par événement. Ainsi, tout effet provenant de la réponse non-linéaire du calorimètre ou des effets de boosts sont automatiquement corrigés. Il est à noter que cet exercice n'est possible qu'avec l'utilisation de l'information du générateur Monte Carlo.

Pour les études qui suivent, seulement les événements dont la masse reconstruite était à 15 GeV de la valeur moyenne de la masse générée du W ont été considérés pour la détermination du rapport. À la figure 81, la fonction de transfert entre l'échelle de masse et l'échelle d'énergie est tracée pour l'échantillon de W de bas  $p_T$ . Les méthodes 1 et 2 y sont comparées avec et sans bruit d'empilement. Comme on pourrait l'espérer, le rapport est consistant avec l'unité pour les deux méthodes. Lorsque le bruit d'empilement est ajouté par contre, la méthode 2 donne un rapport sensiblement inférieure.

La figure 82 montre ce rapport pour des W de  $p_T$  moyen. Dans ce cas-ci, les deux méthodes commencent à diverger lorsque les W ont un  $p_T$  supérieur à 250 GeV. À mesure que le  $p_T$  du W augmente, la méthode 1 donne des masses qui décroissent contrairement à la méthode 2.

Cette dernière tendance est encore plus accentuée pour l'échantillon de W à haut  $p_T$ , comme le montre la figure 83, où les méthodes 1 et 2 sont comparées. On a utilisé un cône de  $\Delta R=0.2$  pour la reconstruction des angles. La méthode 1 demeure stable malgré le fait que la valeur de la masse reconstruite est inférieure de 10% à sa valeur générée, tandis que la fonction de transfert de la méthode 2 augmente avec le  $p_T$  du W.

Au graphique inférieur de la figure 83 est illustré l'effet du bruit d'empilement pour les deux méthodes. Alors que la méthode 1 reste stable, la fonction de transfert pour la méthode 2 est affectée par ce bruit, comme il était apparu pour les  $W$  de l'échantillon de  $p_T$  moyen. À la figure 84, les méthodes 2 et 3 sont comparées. L'effet le plus important est observé pour la méthode 3 avec un cône de  $\Delta R=0.6$ .

Une correction linéaire est donc appliquée pour compenser l'augmentation de la masse en fonction du  $p_T$  du  $W$ , observée dans le cas de la méthode 2 (figure 85). La résolution s'améliore de près de 3.5 GeV sans bruit d'empilement et de 1 GeV avec bruit d'empilement. Le graphique du bas montre que la correction est suffisante pour corriger la dépendance en fonction de  $p_T$ .

À la figure 86, les résultats obtenus avec simulation complète sont comparés aux résultats obtenus avec le programme de simulation rapide d'ATLAS: ATLF-FAST. Les algorithmes utilisés plus haut ont été inclus dans ce programme. Il est à noter que les résolutions des détecteurs ainsi que le champ magnétique sont pris en compte par ATLF-FAST mais que les gerbes ne sont pas simulées. On remarque sur le graphique supérieur que, pour la méthode 1, il y a peu de différence entre les rapports des échelles d'énergie et de masse pour les deux types de simulation. Comme le démontre le graphique du bas par contre, il y a des différences importantes dans le cas de la méthode 2. En particulier, le rapport des échelles pour la simulation au niveau particules sans champ magnétique est compatible avec l'unité. Une petite augmentation du rapport est observé lorsque le champ magnétique est inclus.

On élaborera plus loin sur ces divers résultats.

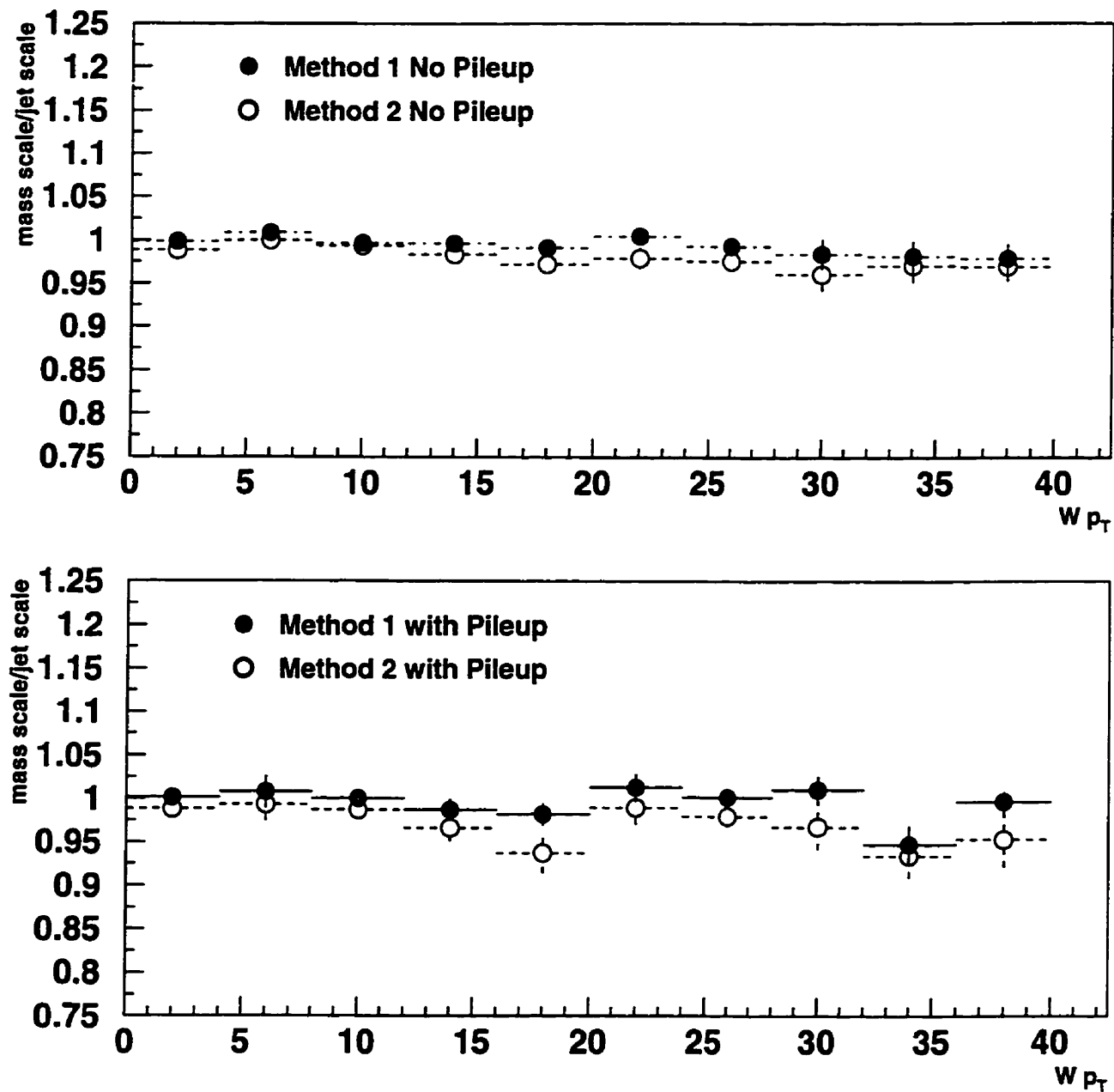


Figure 81. Le rapport, pour des  $W$  de bas  $p_T$ , de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du  $p_T$  du  $W$ .

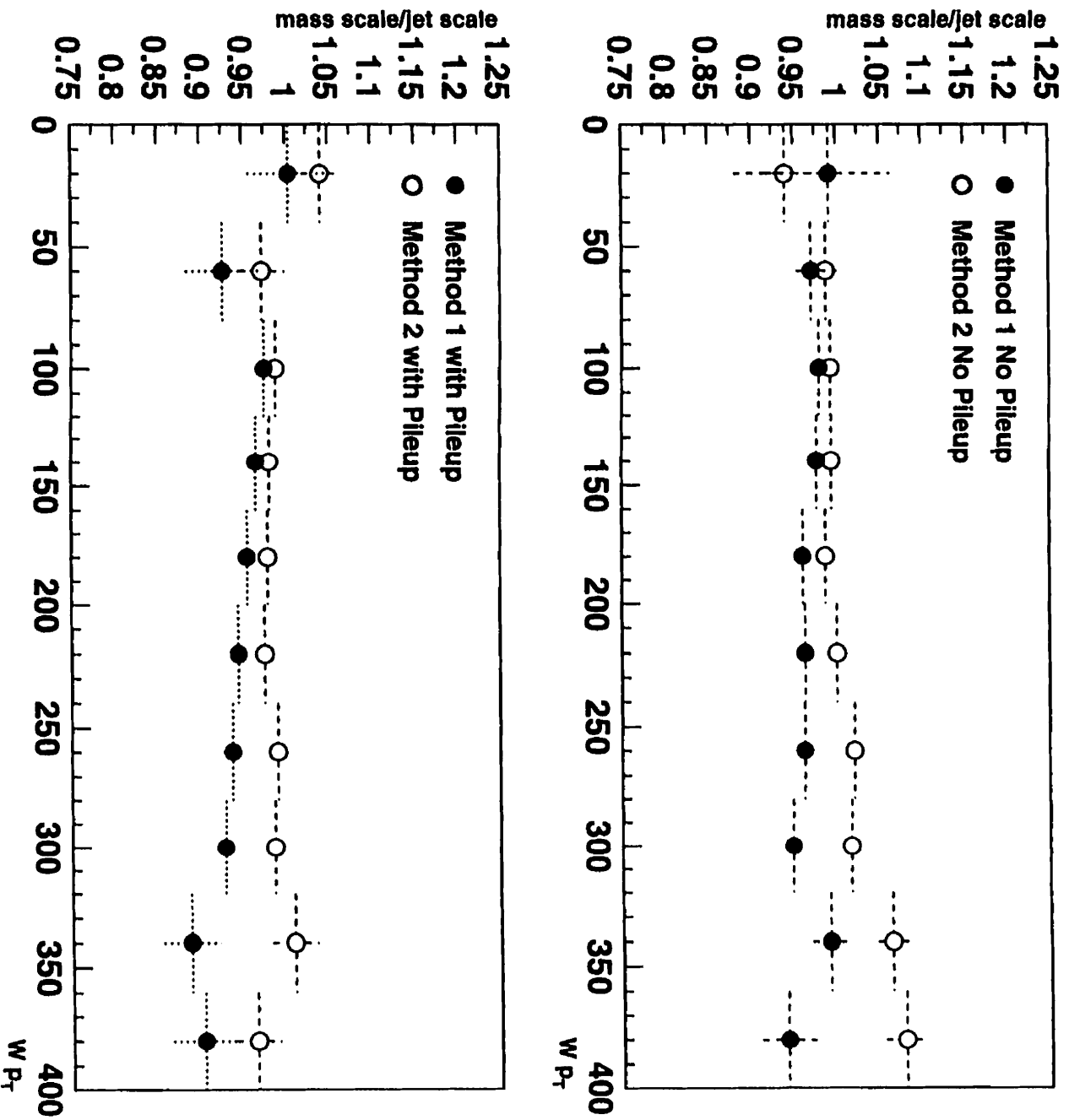


Figure 82. Le rapport, pour des  $W$  de  $p_T$  moyen, de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du  $p_T$  du  $W$ .

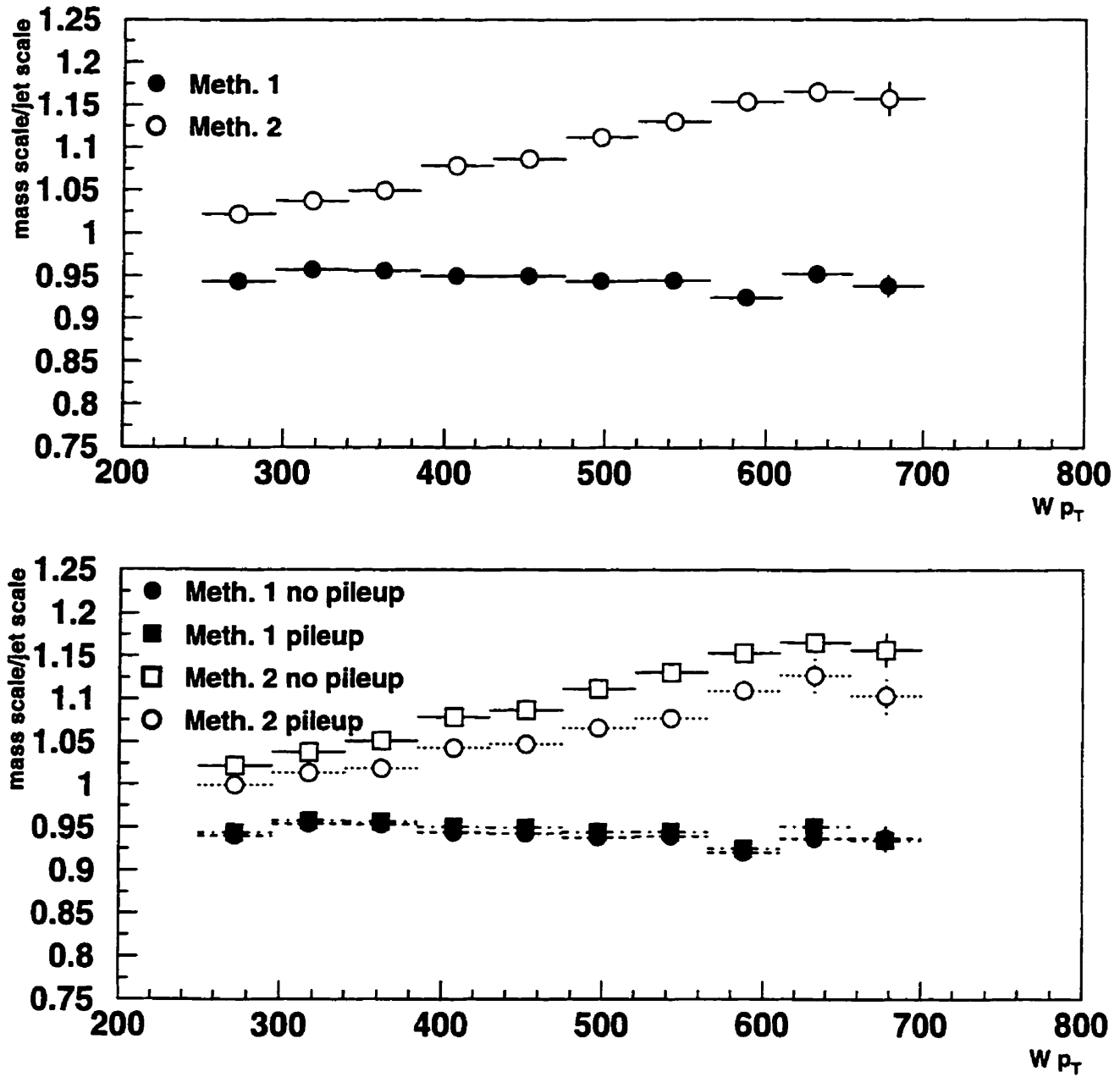


Figure 83. Le rapport, pour des  $W$  de haut  $p_T$ , de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du  $p_T$  du  $W$ .

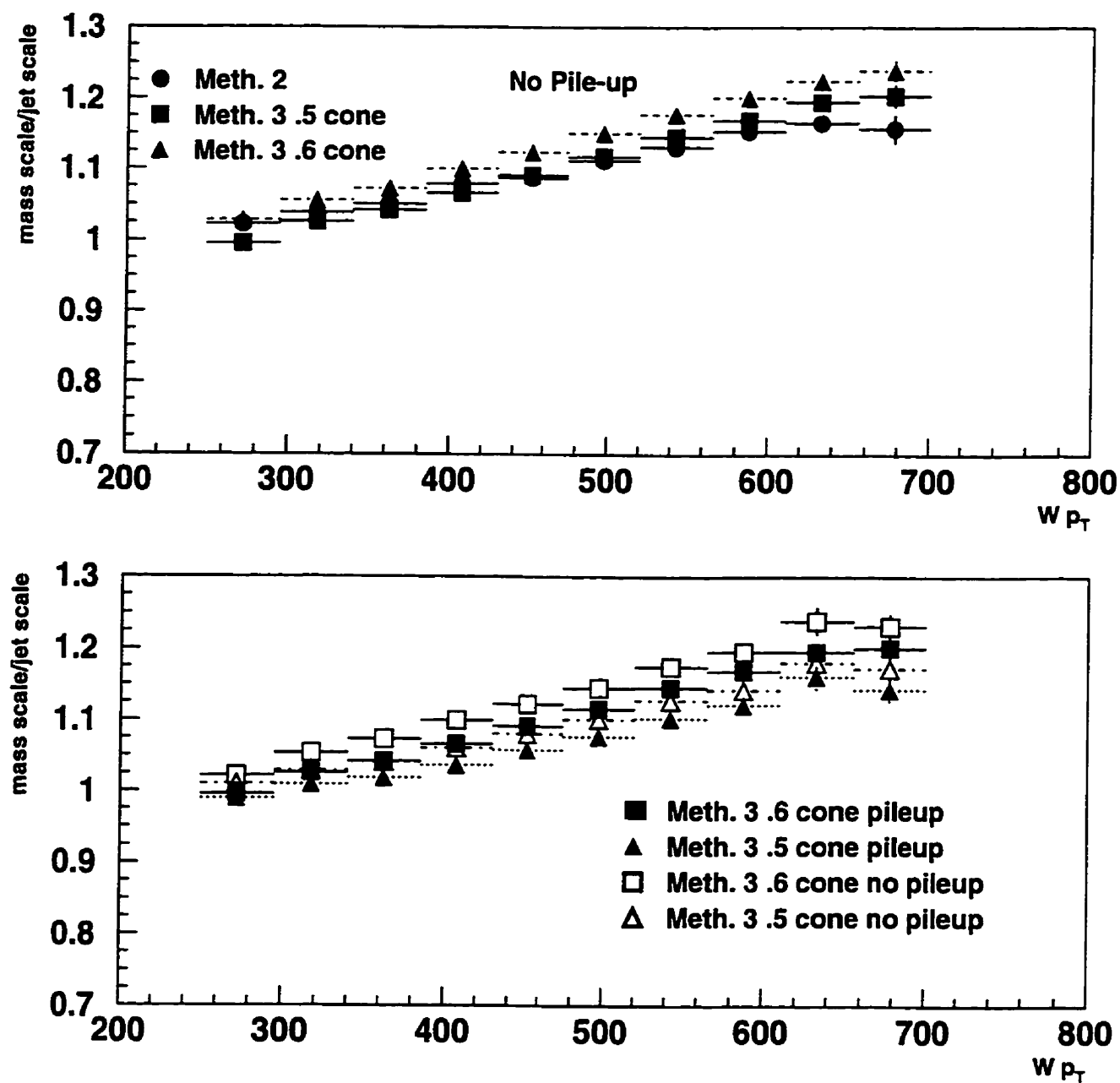


Figure 84. Le rapport, pour des  $W$  de haut  $p_T$ , de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du  $p_T$  du  $W$ .

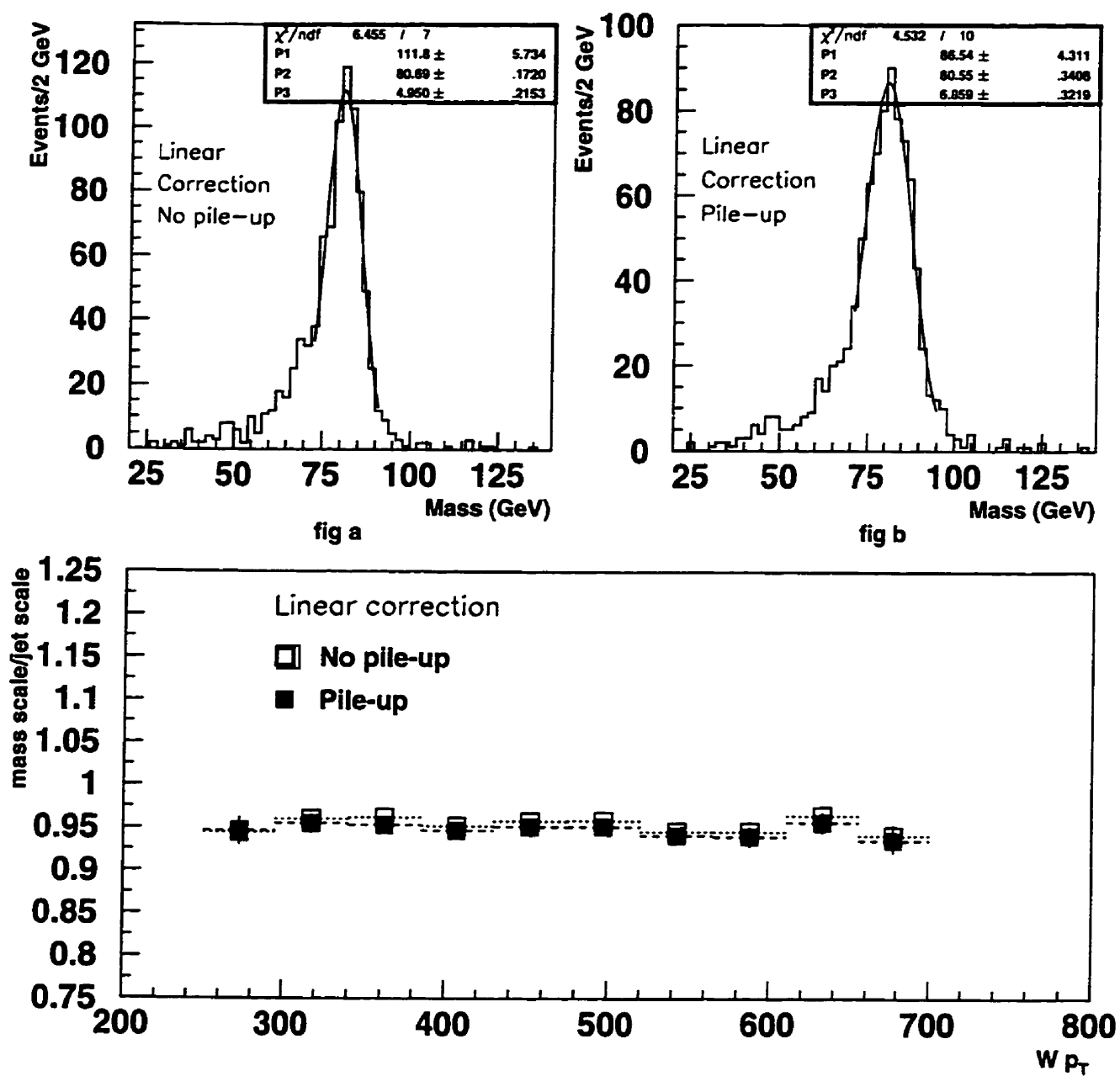


Figure 85. En haut: la distribution de la masse reconstruite du W après l'application d'une correction linéaire, fonction du  $p_T$  du W. En bas: le rapport de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets une fois la correction appliquée.



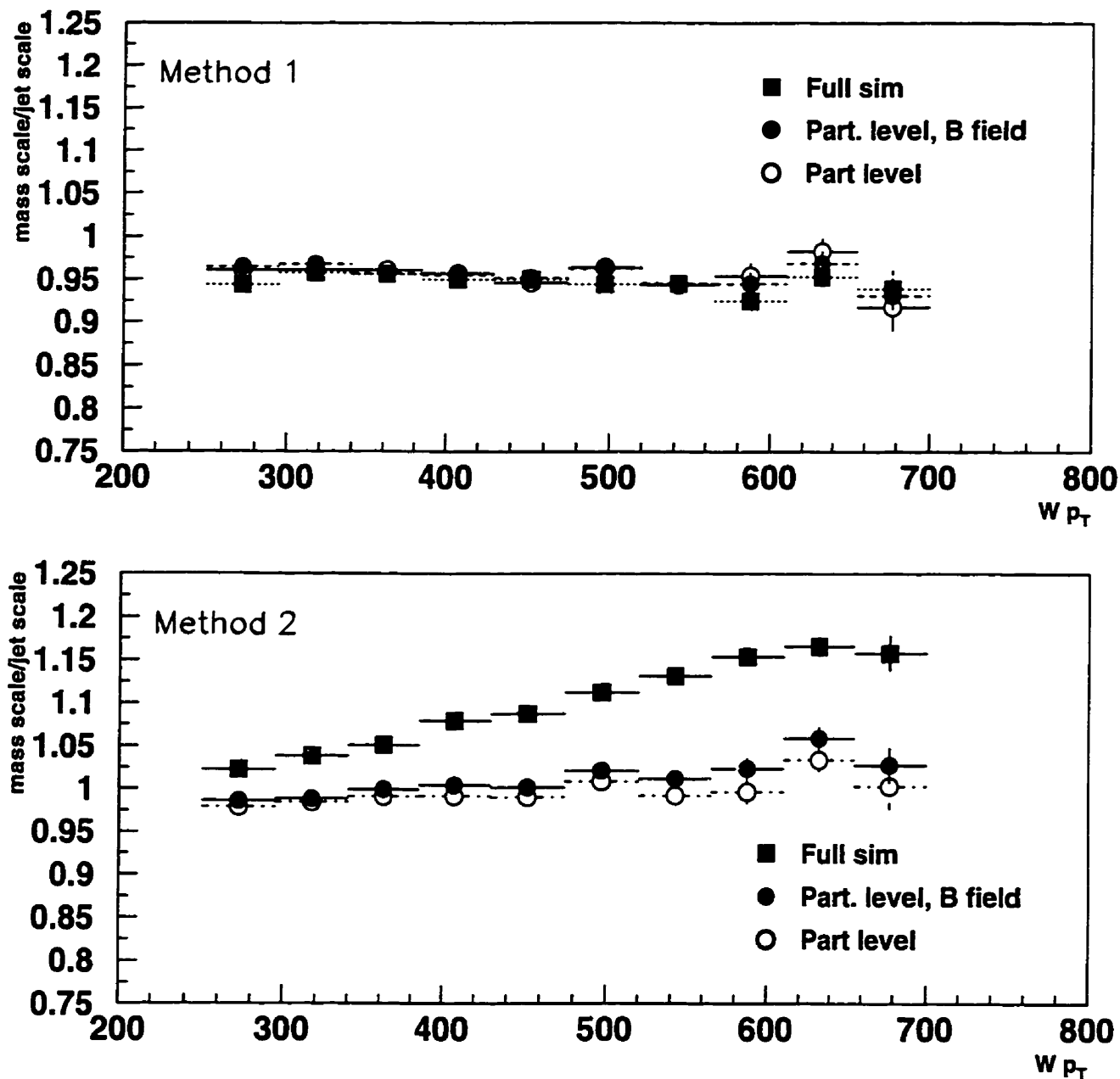


Figure 86. Comparaison entre les résultats avec simulation complète et simulation rapide (ATLFAST) du rapport de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets.

### 7.1.4 Reconstruction de la masse du top

L'étalonnage des calorimètres d'ATLAS représentera un défi de taille, compte tenu de ses nombreux sous-détecteurs et du nombre de canaux d'électronique. Pour tirer plein avantage de signatures physiques potentielles, une détermination précise de l'échelle d'énergie sera nécessaire.

Dans l'environnement du LHC, les reconstructions de bosons  $Z$  et  $W$  fournissent un moyen très prometteur d'effectuer la calibration in situ des calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Pour la détermination de l'échelle d'énergie des jets, la très imposante section efficace de production  $t\bar{t}$  ( $\sim 700$  pb) procurera un important échantillon de  $W$  se désintégrant en deux jets. Par exemple, à basse luminosité, 60000 événements  $t\bar{t}$  seront produits chaque jour, à partir desquels 1000 désintégrations semi-leptoniques ( $l\nu+4$  jets) pourront être reconstruites. Cet échantillon peut être facilement séparé du bruit QCD  $W$ +jets et  $WW$  grâce à l'abondance du signal. La forme du bruit  $W+4$  jets devrait être bien comprise grâce à l'étude des événements  $Z+4$  jets qui constituera lui-même un échantillon de taille. Aussi, la contamination provenant de rayonnement de gluons pourra être atténuée en exigeant exactement 4 jets dans l'événement. Finalement, le bruit dû à la combinatoire pourra être considérablement réduit en exigeant 2 jets étiquetés de quarks  $b$ . L'échantillon de  $W$  ainsi obtenu pourra alors être utilisé pour la détermination de l'échelle d'énergie absolue des jets (pour les quarks  $ud$  et  $cs$ ) pour la plus grande partie du domaine en  $\eta$  du système de calorimétrie.

L'échantillon de top de la présente étude est constituée de 6800 événements simulés avec GEANT. Une coupure de 150 GeV en énergie transverse dans le centre de masse de l'interaction primaire forte y a été imposée. La distribution en  $p_T$  des  $W$  est donnée à la figure 72. La reconstruction de quarks top avec une telle impulsion transverse est simplifiée du fait que les produits de désintégration des

deux quarks sont en général bien séparés en deux hémisphères. Les événements ont été sélectionnés en utilisant les coupures suivantes:

- 2 jets b étiquetés avec un  $p_T$  supérieur à 25 GeV (28 GeV quand le pile-up est ajouté). Pour les fins de cette étude, un jet est considéré comme originant d'un b si il est reconstruit à l'intérieur d'un cône de  $\Delta R=0.2$  autour de la direction initiale du b.
- Les 2 jets non-b ayant les impulsions transverses les plus élevées sont considérés comme étant candidats "jet W".
- Le  $p_T$  d'un candidat jet W doit être supérieur à 40 GeV.
- Les candidats W doivent être à une distance inférieure à 1.4 en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ .
- Le jet b le plus proche des candidats jets W est utilisé pour reconstruire la masse du top.

Après les coupures énumérées ci-dessus, il résulte une distribution de la masse du W représentée à la figure 87a pour la méthode 1 et à la figure 87b pour la méthode 2. Ici, pour obtenir l'échelle d'énergie moyenne des jets, on a utilisé l'information disponible au niveau particules. Une fois cette échelle d'énergie établie, on ne tient plus compte de l'information au niveau particules. D'ailleurs, les queues dans la distribution dues à la mauvaise assignation parton-jet sont clairement visibles. Les figures 87c et 87d montrent qu'on améliore la résolution lorsqu'un veto sur le nombre de jets est imposé. Dans ce cas, les événements avec plus de 4 jets au-dessus d'une impulsion transverse de 17 GeV<sup>3</sup> (sans bruit d'empilement) et 18 GeV (avec bruit d'empilement) sont rejetés.

---

<sup>3</sup>Dans le programme de reconstruction, la coupure est de 15 GeV  $E_T$ . Par contre, une fois que l'échelle d'énergie est ajustée pour le cône et les coupures en  $E_T$ , les coupures effectives correspondent aux valeurs données ci-haut.

La masse du top est enfin reconstruite en combinant le W reconstruit avec le quadri-vecteur du jet b. L'échelle d'énergie pour les jets b est différente des jets du W et elle a été déterminée en prenant le rapport de la moyenne des énergies des quarks b sur les énergies des jets b reconstruits.

Les figures 88a et 88b montrent les distributions de masse du top obtenues pour les deux méthodes. La méthode 1 donne une masse qui est de 2 GeV inférieure à la valeur générée. Dans le cas présent, un veto sur un cinquième jet n'a pas été imposé mais la masse reconstruite du W a été limitée à l'intérieur d'une fenêtre de  $\pm 15$  GeV. Pour comprendre les effets relatifs de la reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  et de la reconstruction des jets b, les distributions des figures 88c et d montrent ce qu'on obtient si on utilise les quadri-vecteurs des *quarks* b.

Les distributions de masse à la figure 89 ont été obtenues en ajoutant le bruit d'empilement à haute luminosité. Une détérioration de la résolution de  $\sim 4$  GeV est observée sans pour autant causer de décalage du pic de masse.

À la figure 90, les distributions de masse du W par les deux méthodes, avec et sans bruit d'empilement, sont montrées lorsque l'énergie est ajustée événement par événement. Ceci permet d'évaluer les effets systématiques autres que la calibration de l'énergie et la linéarité de la réponse en énergie. La méthode 1 donne une masse qui est 2.5 GeV trop basse alors que la méthode 2 donne une masse qui est 1-1.5 GeV trop haute. Si, en plus, on utilise les quadri-vecteurs des quarks b (fig. 91), la méthode 1 donne une masse qui est 3 GeV trop basse mais la méthode 2 donne une masse consistante avec la valeur générée. Dans les deux cas, le bruit d'empilement n'a que très peu d'effet sur la valeur moyenne de la largeur de la distribution.

Enfin, contraignant événement par événement, la masse du W à sa valeur générée (80.5 GeV) et en utilisant la cinématique du quark b (figure 92), la masse reconstruite avec la méthode 1 est à un GeV près de sa valeur générée mais la

Méthode	Masse Rec. Moy.	Sigma
Méthode 1, sans pile-up	$172.9 \pm .7 \text{ GeV}$	$13.5 \pm .6 \text{ GeV}$
Méthode 2, sans pile-up	$175.0 \pm .7 \text{ GeV}$	$14.3 \pm .8 \text{ GeV}$
Méthode 1, pile-up	$173.1 \pm 1.1 \text{ GeV}$	$18.6 \pm 1.2 \text{ GeV}$
Méthode 2, pile-up	$174.3 \pm 1.2 \text{ GeV}$	$19.0 \pm 1.2 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, b ciné.	$173.5 \pm .3 \text{ GeV}$	$8.3 \pm .4 \text{ GeV}$
Méthode 2, sans pile-up, b ciné.	$175.0 \pm .2 \text{ GeV}$	$8.1 \pm .4 \text{ GeV}$
Méthode 1, sans pile-up, b ciné., lis. cont.	$175.7 \pm .3 \text{ GeV}$	$6.2 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 2, sans pile-up, b ciné., lis. cont.	$172.4 \pm .3 \text{ GeV}$	$5.3 \pm .3 \text{ GeV}$
Méthode 1, pile-up, b ciné., lis. cont.	$176.0 \pm .4 \text{ GeV}$	$6.5 \pm .4 \text{ GeV}$
Méthode 2, pile-up, b ciné., lis. cont.	$173.0 \pm .2 \text{ GeV}$	$5.6 \pm .3 \text{ GeV}$

Tableau 21. Résultats pour le quark top.

méthode 2 donne à présent une masse inférieure de 2.5 GeV à la valeur générée. La plupart des résultats présentés dans cette section sont résumés au tableau 21.

### 7.1.5 L'échelle d'énergie des jets et la masse du top

Le rapport de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie pour les bosons W provenant des quarks top est donné à la figure 93 pour chacune des deux méthodes, avec et sans bruit d'empilement. Avec la méthode 1, pour la bonne échelle d'énergie, la masse reconstruite du W est trop basse d'environ 3%. Pour la méthode 2, la masse reconstruite augmente en fonction de l'énergie transverse.

Les effets systématiques sur la masse reconstruite du top, engendrés par la reconstruction du W sont montrés à la figure 94. La masse reconstruite du W est contrainte à la valeur générée en ajustant l'échelle d'énergie événement par événement.

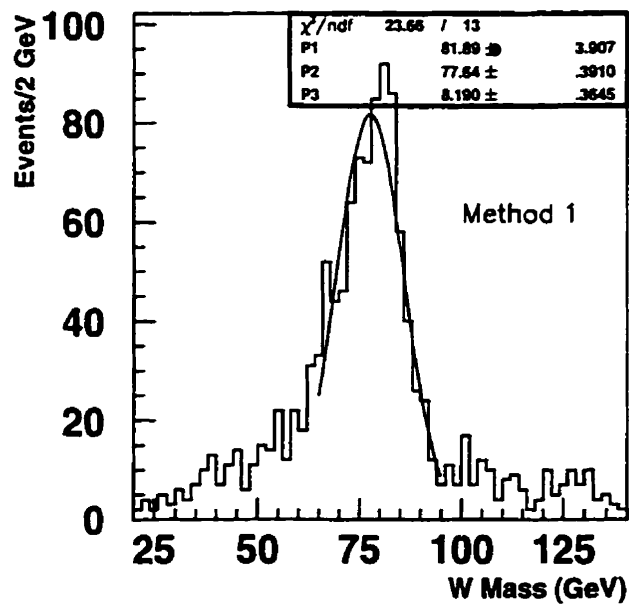
$t\bar{t}$ 


fig a

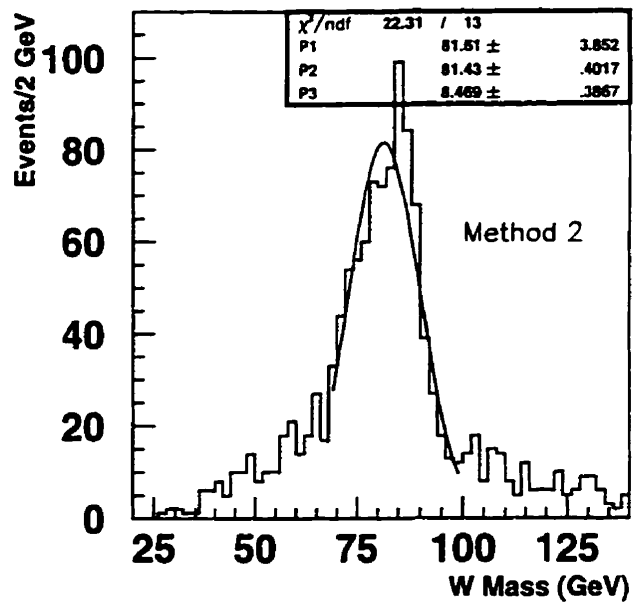


fig b

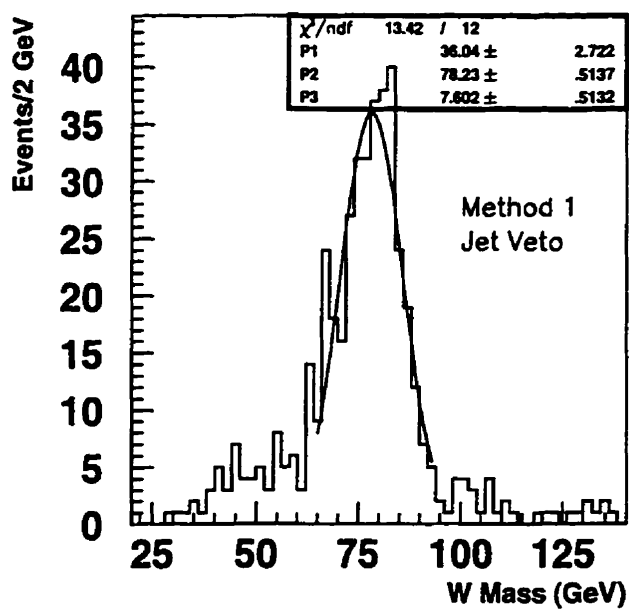


fig c

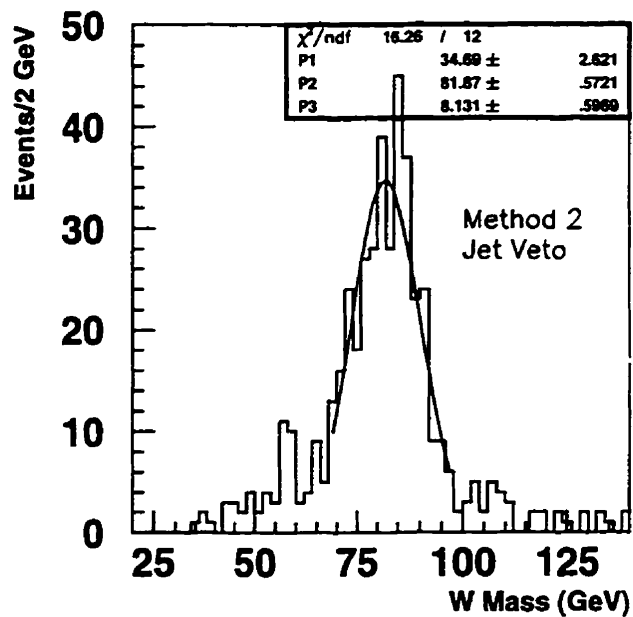


fig d

Figure 87. Résultats pour le quark top.

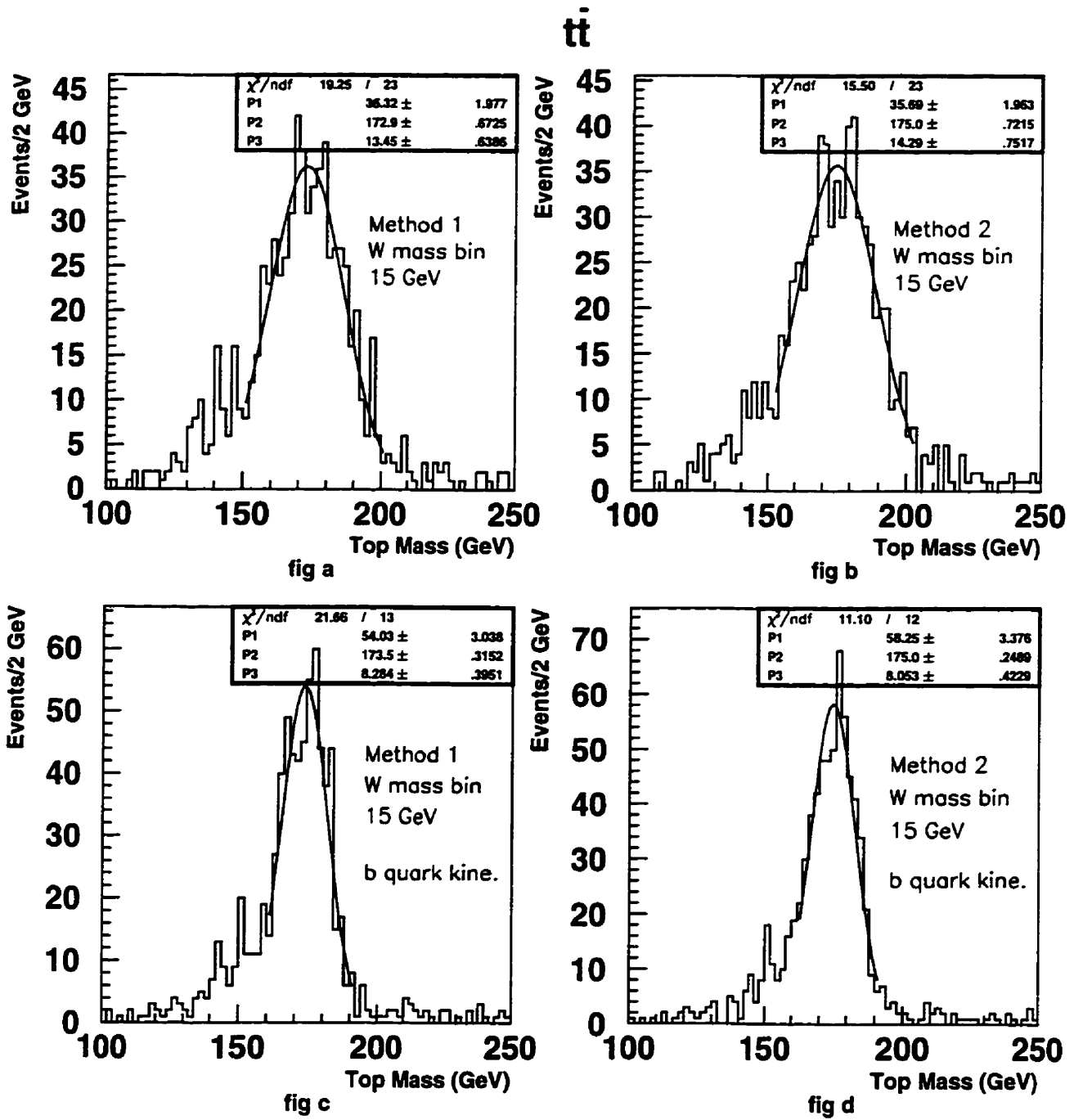


Figure 88. Résultats pour le quark top. Les distributions de la masse du top des deux graphiques du bas furent obtenues avec la cinématique du quark b.

$t\bar{t}$

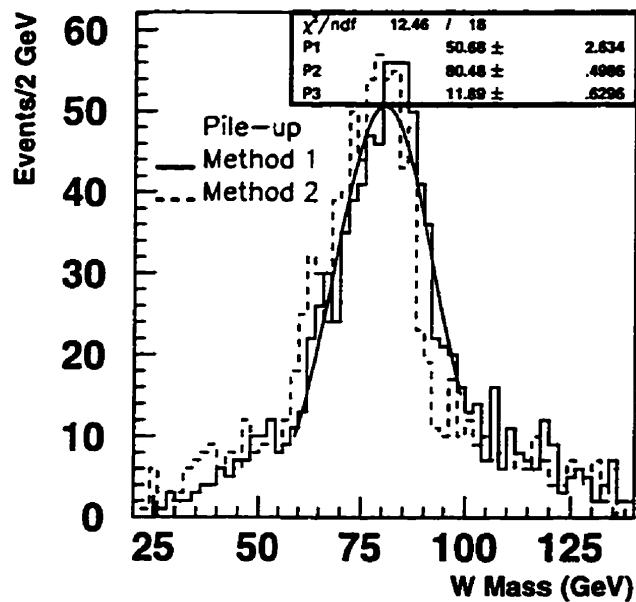


fig a

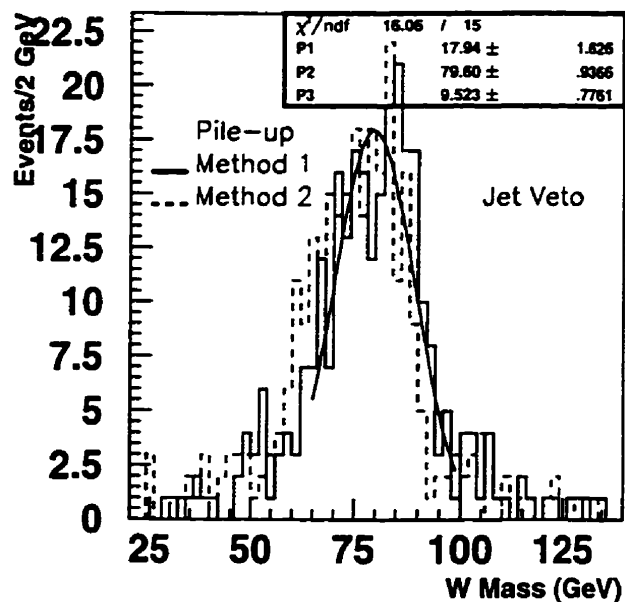


fig b

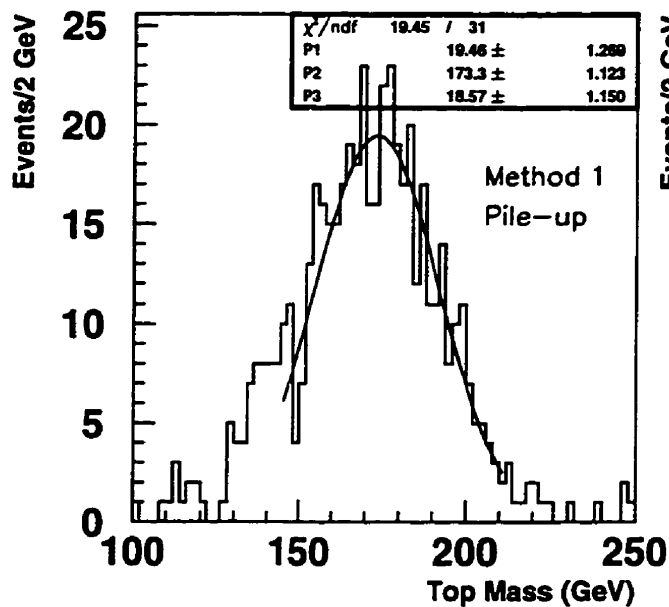


fig c

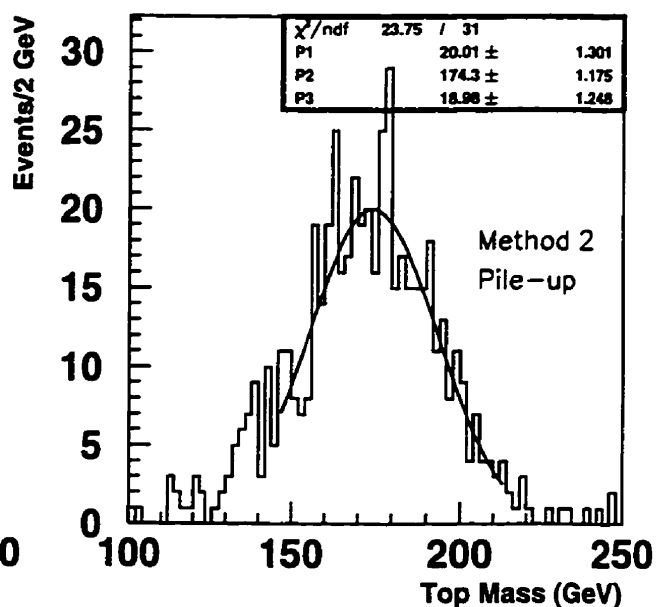


fig d

Figure 89. Résultats pour le quark top.



$t\bar{t}$

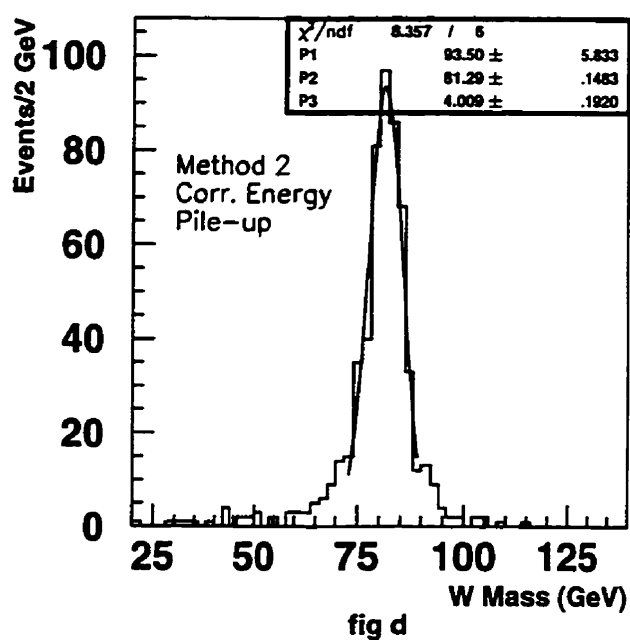
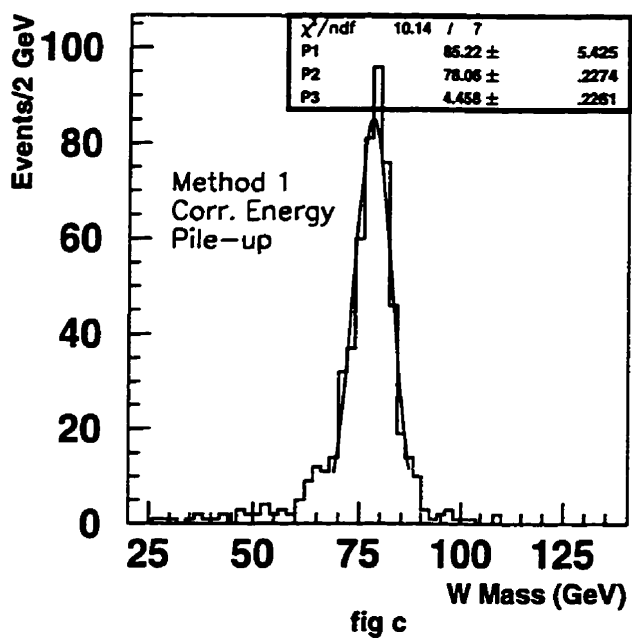
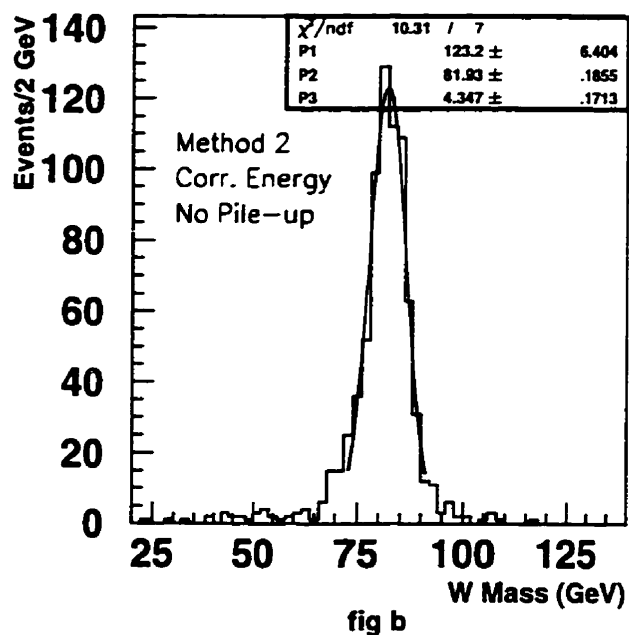
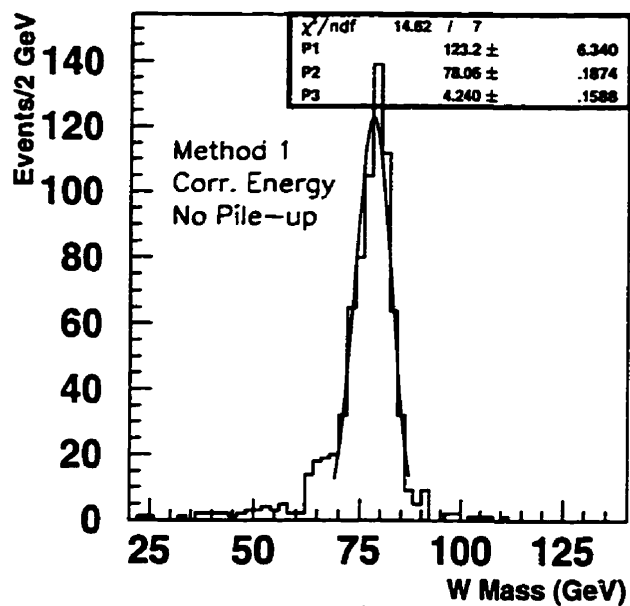


Figure 90. Résultats pour le quark top. L'échelle d'énergie est ajustée événement par événement en utilisant l'information provenant des partons.

$t\bar{t}$

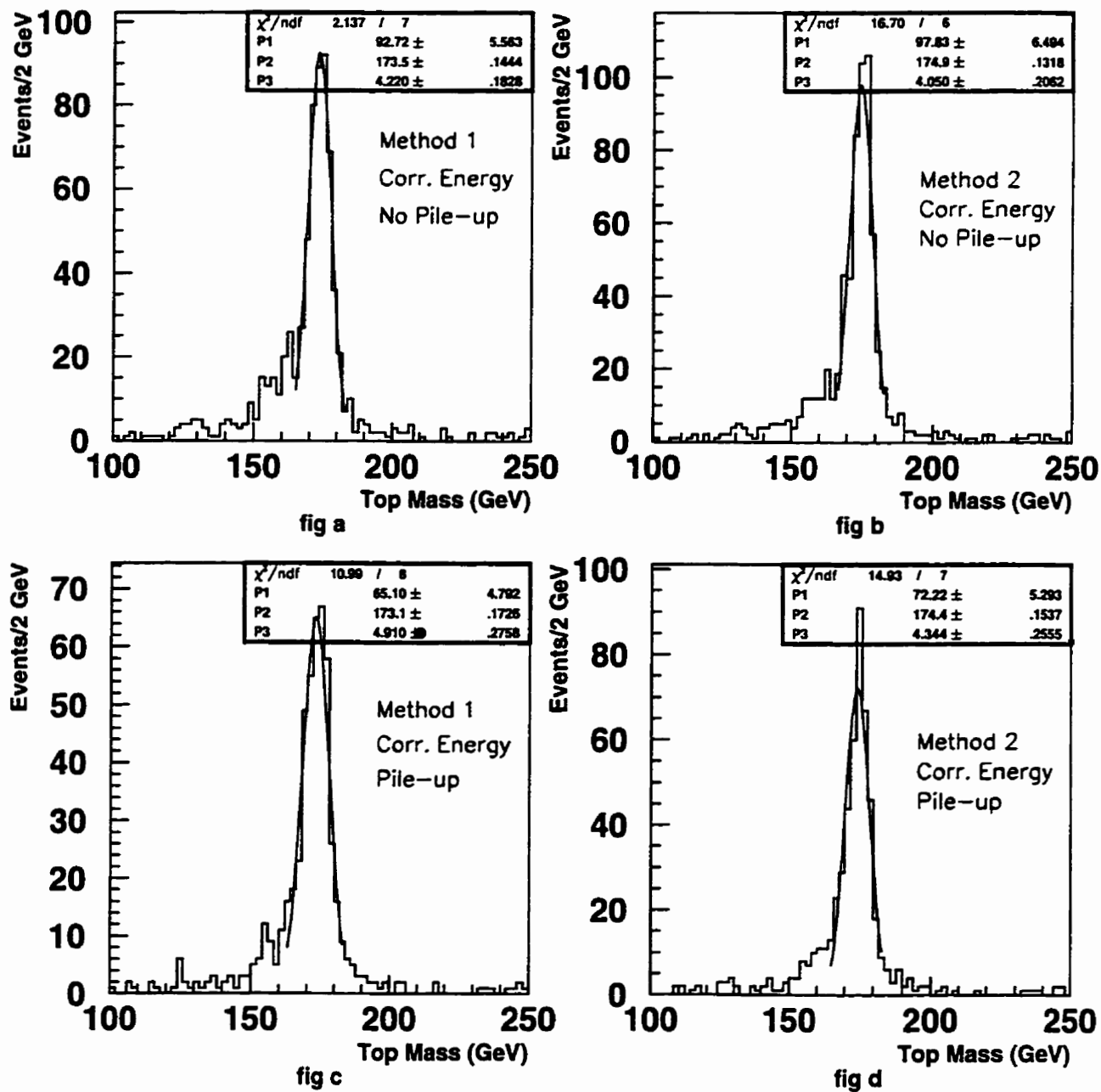


Figure 91. Résultats pour le quark top. L'échelle d'énergie est ajustée événement par événement en utilisant l'information provenant des partons. Les distributions de la masse du top furent obtenues en utilisant la cinématique du quark b.

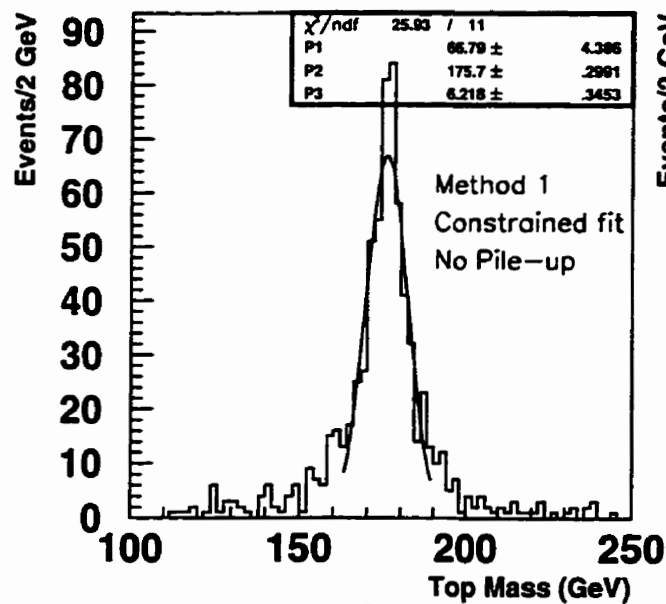
$t\bar{t}$ 


fig a

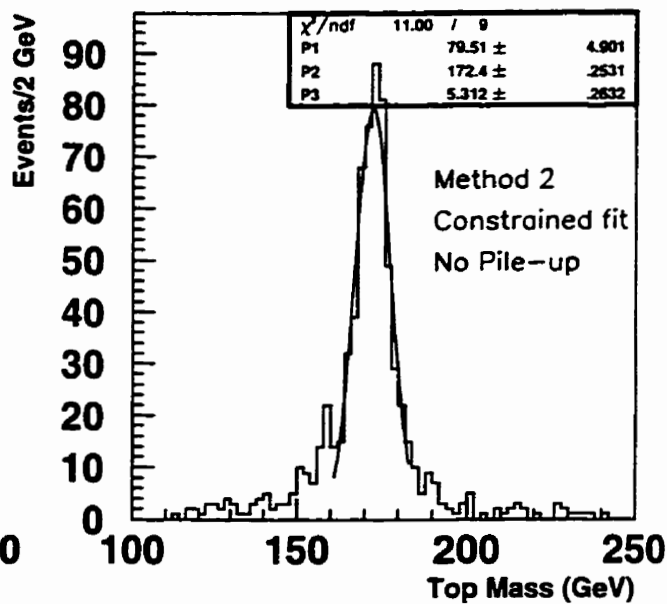


fig b

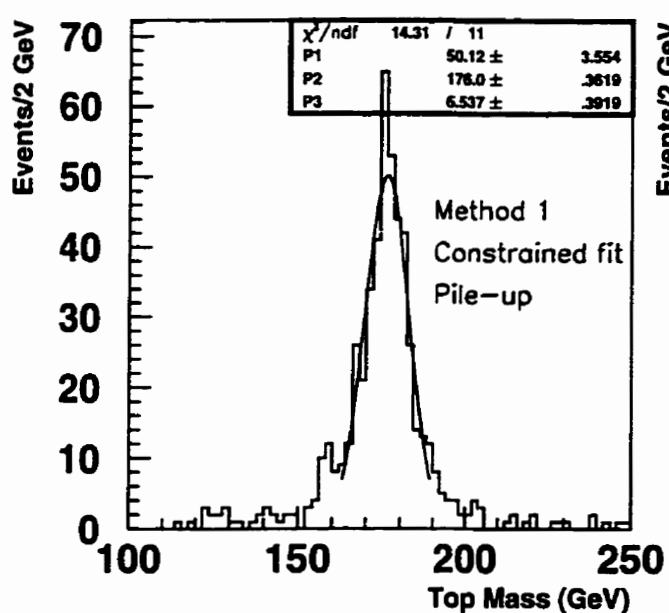


fig c

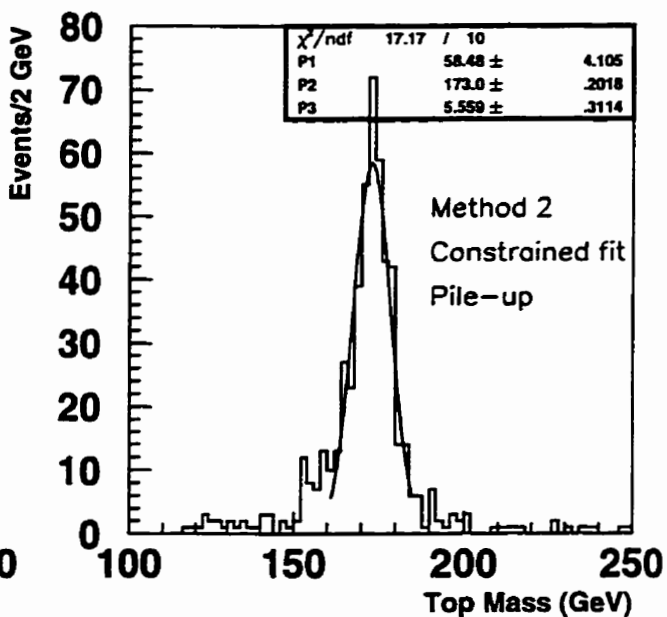


fig d

Figure 92. Résultats pour le quark top. Les distributions de la masse du top furent obtenues en utilisant la cinématique du quark b. L'échelle d'énergie est obtenue en contraignant la masse du W à sa valeur générée.

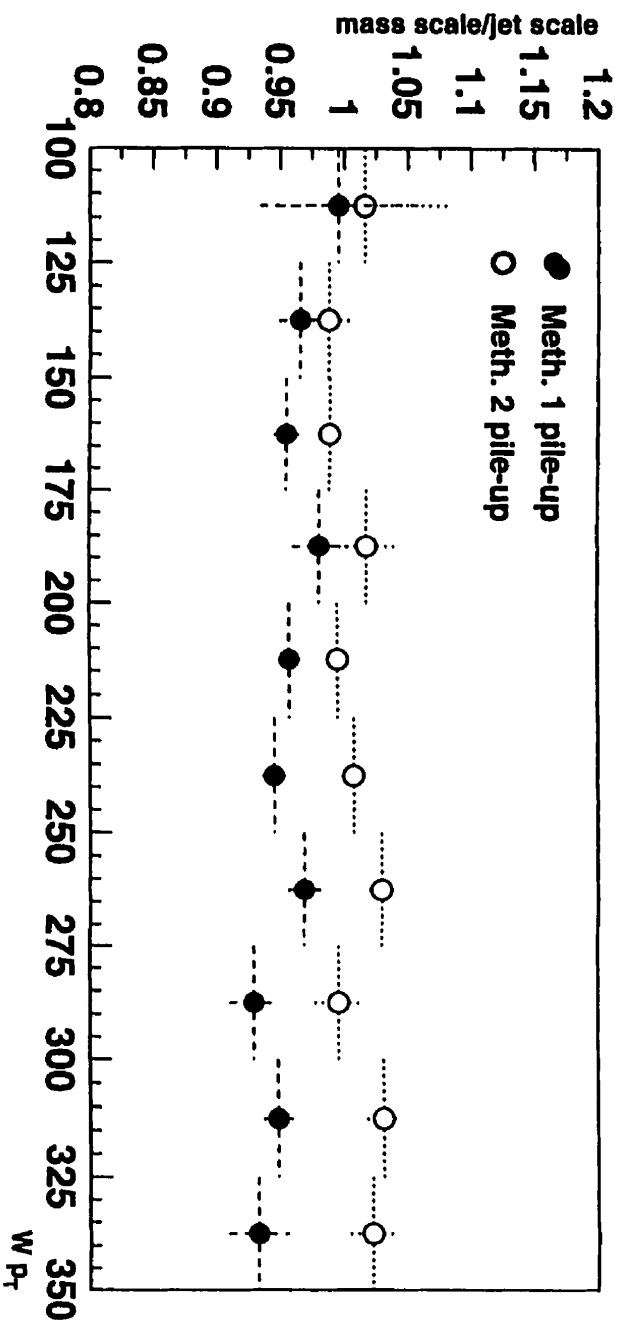
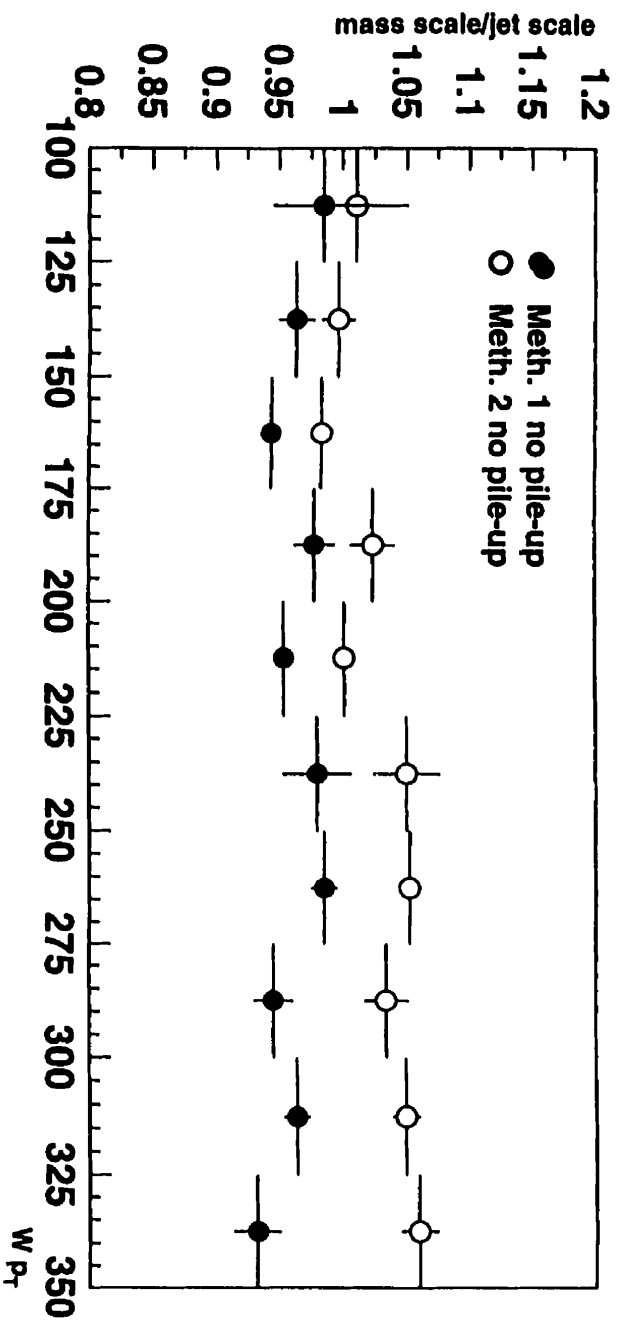
$t\bar{t}$ 


Figure 93. Le rapport, pour des  $W$  provenant du top, de l'échelle de masse sur l'échelle d'énergie des jets en fonction du  $p_T$  du  $W$ .

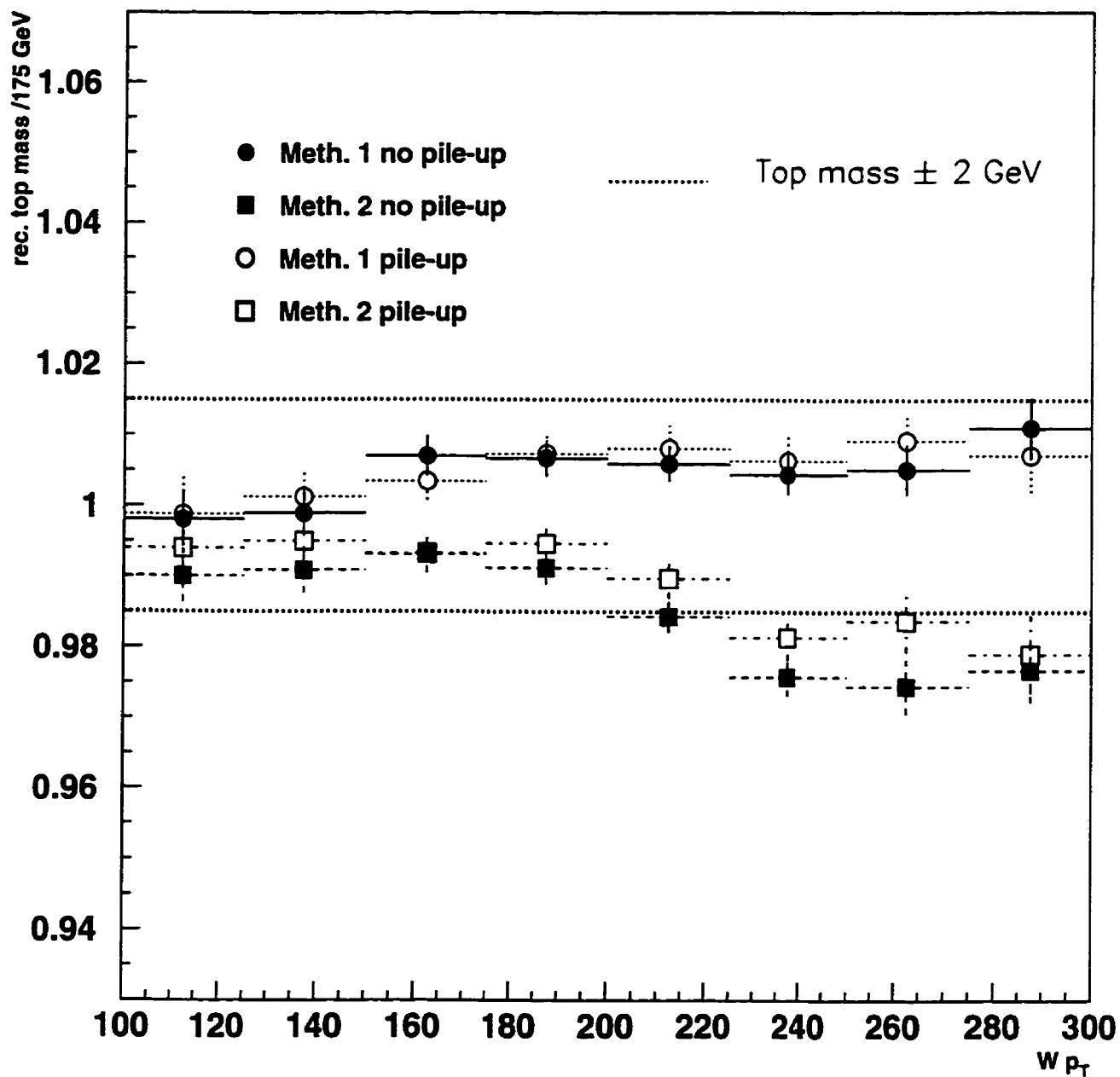
$t\bar{t}$ 


Figure 94. Le rapport de la masse du top reconstruite sur la masse du top générée en fonction du  $p_T$  du W. L'échelle d'énergie est obtenue en contraignant la masse du W à sa valeur générée. Les quadri-vecteurs des quarks b furent utilisés pour reconstruire la masse du quark top.

## 7.2 Discussion des résultats

### 7.2.1 La reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$

On a vu que la reconstruction de bosons  $W$  de faibles impulsions transverses ne subit pas de biais systématiques significatifs. La masse reconstruite, par l'une ou l'autre méthode, est consistante avec la masse générée du  $W$ . De plus, pour la méthode 1, l'inclusion du bruit d'empilement ne produit pas de décalages importants dans les distributions de masse. Ces dernières remarques sont clairement illustrées à la figure 81, où le rapport des échelles de masses et d'énergies est consistant avec 1. La raison pour laquelle la méthode 2 donne une masse plus basse est fournie plus loin.

Dans le cas des  $W$  ayant un  $p_T$  moyen de 150 GeV, la situation se complique due à la superposition des deux jets. Ici, l'expression 7.1 reliant la résolution de la masse aux résolutions de l'angle et de l'énergie du calorimètre n'est plus applicable.

$$\left(\frac{\Delta M_W}{M_W}\right) = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta E_{j1}}{E_{j1}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{j2}}{E_{j2}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta_{jj}}{\tan(\theta_{jj}/2)}\right)^2} \quad (7.1)$$

Avec la méthode 1, une queue dans la distribution apparaît et la masse reconstruite est environ 1.3% trop basse. Grâce à l'information partonique, on a pu attribuer l'effet à une sous-estimation de l'angle reconstruit entre les deux jets. En effet, le fait que les deux jets se superposent et que l'énergie de l'un est inclus dans l'autre à tendance à attirer les barycentres des deux jets. À mesure que le  $p_T$  du  $W$  augmente, la superposition des deux jets devient plus importante et l'effet sur la masse est plus prononcé. Cela est illustré à la figure 82 où le rapport entre les échelles de masse et d'énergie diminue à mesure que le  $p_T$  du  $W$  augmente.

La figure 77 montre que pour des jets bien séparés, la queue de distribution à basse masse disparaît et que la masse reconstruite se rapproche de la masse

générée. Pour cet échantillon de  $W$ , les résultats de la méthode 1 diffèrent de ceux de la méthode 2. Cette dernière méthode est moins sensible à la détermination des barycentres et la masse reconstruite est consistante avec la valeur générée. Ce résultat est plutôt accidentel: lorsqu'on n'impose plus la coupure sur la fenêtre de masse, le rapport des échelles de masse et d'énergie en fonction du  $p_T$  du  $W$  tombe d'abord jusqu'à des valeurs de 0.95 puis remonte pour atteindre des valeurs près de 1.05. Un rapport plus grand que 1 pour cette méthode s'explique par le fait qu'une particule dépose aussi son énergie dans des cellules avoisinantes à la cellule centrale à cause des gerbes produites. Lorsque la masse est calculée, un poids effectif est attribué à chaque cellule selon son angle. L'effet global étant que la masse augmente à mesure que les effets de formation de gerbes deviennent importants. Cet effet n'apparaît évidemment pas au niveau particules, comme le montre la figure 86. Comment expliquer la baisse initiale du rapport? À cause du décalage des barycentres, des cellules qui devraient être incluses dans le calcul de la masse ne le sont plus. Malgré le fait que l'échelle d'énergie est réajustée pour tenir compte de l'énergie perdue, la composante de l'angle dans la reconstruction de masse n'est pas incluse: le poids donné aux cellules avec de grand angles relatifs est plus grand que les cellules qui ont un angle relatif moindre. Cette asymétrie peut expliquer le résultat observé.

Pour des  $W$  avec un  $p_T$  moyens de 370 GeV, les effets observés dans l'échantillon de  $p_T$  moyen sont plus prononcés. Pour ces jets qui se superposent de façon importante, l'utilisation d'un cône de  $\Delta R=0.4$  produit des queues importantes dans les distributions de masse. Pour des cônes plus petits ( $\Delta R=0.2$ ), les queues sont réduites considérablement mais, pour la méthode 1, la masse reconstruite est de 6% trop basse, tandis que les méthodes 2 et 3 donnent des résultats avec une masse reconstruite qui est de 8% trop élevée. La méthode 3 avec un cône de  $\Delta R=0.6$ , donne une masse reconstruite qui est de 10% trop élevée. Malgré le fait que l'échelle d'énergie soit ajustée pour tenir compte du cône plus gros, l'augmentation de la masse s'explique encore par l'étalement latéral des gerbes.

Cela explique aussi pourquoi le rapport des échelles de masse et d'énergie est plus affecté par l'ajout du bruit d'empilement pour les méthodes 2 et 3 que pour la méthode 1. Les cellules qui ne passent pas la coupure en  $E_T$  se trouvent en général dans la périphérie des cônes et, par conséquent, ne sont pas considérées. Les cellules qui sont éliminées contribuent normalement un plus grand poids. Dans le cas de la méthode 1, l'énergie de ces cellules est aussi enlevée mais ceci n'affecte pas les poids qui sont assignés à chaque jet car ils sont déterminés par la position des deux barycentres.

Dans les régions pour lesquelles les  $p_T$  des différents échantillons se recouvrent, les rapports des échelles de masse et d'énergie sont consistants entre eux. La prudence est toutefois de mise lors d'une telle comparaison car les distributions des polarisations sont différentes pour les différents échantillons. Les  $W$  de polarisation transverse se désintègrent principalement, dans leur référentiel, dans la direction du mouvement ce qui donne lieu à une asymétrie en énergie des jets. Cette asymétrie est moins prononcée dans le cas d'un  $W$  de polarisation longitudinale. Aussi, pour un  $W$  d'énergie donnée, la séparation entre les produits de désintégration sera plus importantes pour une polarisation transverse. Malgré le fait qu'une séparation plus importante implique moins de problèmes de superposition, la résolution en masse est limitée par le jet ayant le plus petit  $p_T$  (voir 7.1). Le jet ayant le  $p_T$  le plus élevé dans un ensemble de  $W$  transverses aura un  $p_T$  supérieur au jet ayant le plus haut  $p_T$  dans l'ensemble de  $W$  longitudinaux. Par contre, l'ensemble de  $W$  transverses aura aussi le jet ayant le  $p_T$  le plus bas.

Un rapport des échelles de masse et d'énergies différent de 1 représente un défi pour l'étalonnage in situ des calorimètres pour la gamme d'énergies transverses élevées. Ces premières études permettent de comprendre l'importance de certains facteurs, mais il est loin d'être clair à quel point les effets systématiques peuvent être maîtrisés à l'aide de meilleurs algorithmes ou paramétrisations. Il est clair par contre qu'une bonne compréhension de la modélisation des gerbes



sera essentielle.

### 7.2.2 La reconstruction du top

L'étude de la désintégration hadronique de  $W$  provenant du top sera utile pour comprendre les effets systématiques de cette reconstruction peu après la mise en marche du LHC. Cela n'est pas le cas pour les autres échantillons de  $W$  utilisés dans la section sur la résolution, en particulier pour le signal Drell-Yan. La section efficace de production  $WZ$  est relativement petite et souffrira d'un bruit fond  $Z$ +jets considérable. Pour éliminer le bruit de fond combinatoire dû au rayonnement de gluons, la bonne assignation parton-jet a été choisie, mais pour une étude plus réaliste de la reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$ , des  $W$  provenant de la reconstruction du top doivent être utilisés. Dans l'analyse, les deux jets les plus énergétiques, après l'étiquetage des  $b$ , sont choisis comme candidats  $W$ . Dans ce cas, le bruit combinatoire provenant du rayonnement de gluons est inclus, ce qui explique les queues de chaque côté de la distribution de masse (figures 87a, 87b et 89a). En imposant un veto (pas plus que 4 jets dans l'événement), l'ampleur des queues diminue (figures 87c, 87d et 89b).

Pour l'échantillon de top, la masse reconstruite du  $W$  est 3% trop basse avec la méthode 1 et 2% trop haute avec la méthode 2. La masse reconstruite du top, quant à elle est consistante avec sa valeur générée avec la méthode 2 mais est 1% trop basse avec la méthode 1. De manière à éliminer tout effet systématique dû à la reconstruction du quark  $b$ , les quadri-vecteurs des quarks  $b$  ont été utilisés. La résolution de la masse est alors considérablement améliorée mais la valeur moyenne de la masse reconstruite du top ne change pas. Ceci n'est pas inattendu car le jet  $b$  est en général bien isolé des autres jets<sup>4</sup> et la méthode 1 fut utilisée pour ce jet dans la détermination de la masse du top (il

---

<sup>4</sup>Le  $\Delta R$  moyen entre le quark  $b$  et le  $W$  est égal à 1.6.

n'y a pas de sensibilité aux effets dûs aux gerbes). Par contre, pour des quarks top ayant un  $p_T$  beaucoup plus élevé, lorsque le jet b se superpose aux jets du W, des complications systématiques sont probables.

À l'intérieur des erreurs, l'ajout du bruit d'empilement n'affecte pas la valeur moyenne de la masse du top reconstruite.

Pour la gamme de  $p_T$  des W dans l'échantillon de quarks top, la déviation par rapport à l'unité du rapport des échelles d'énergie et de masse ne dépasse pas 5% pour les deux méthodes. Pour la méthode 2, cette déviation est réduite à près de 2.5% lorsque que le bruit d'empilement est inclu. L'effet de ces déviations sur la masse du top reconstruite est donnée à la figure 94. Dans cette figure, l'échelle d'énergie est ajustée en contraignant la masse du W à sa valeur générée. Donc, un rapport des échelles de masse et d'énergie inférieur à 1 causera une surestimation de l'échelle d'énergie. L'effet inverse se produira avec un rapport supérieur à 1, tel qu'illustré à la figure 94: comme une bonne échelle produit une masse trop élevée avec la méthode 2, le fait de contraindre la masse à la valeur générée diminue l'échelle d'énergie et la masse du top diminue. Le contraire est vrai pour la méthode 1. Il est important de noter que pour ce graphique, aucune information n'est utilisée pour déterminer l'échelle d'énergie pour les jets provenant du W. En principe, la calibration in situ de l'échelle d'énergie serait déterminée de façon similaire.

Malgré le fait que la masse du W change d'environ 5% avec l'une ou l'autre de ces méthode de reconstruction, l'effet sur la masse du top est moindre:  $\sim 1\%$  jusqu'à 275 GeV pour le  $p_T$  du W avec la méthode 1 et de moins de 2% pour la méthode 2 sur la même gamme d'énergie du W.

### 7.3 Implications pour le signal du Higgs lourd

Les meilleures résolutions pour la reconstruction de la masse du W pour le signal du Higgs lourd ont été obtenues par la méthode 2 après application d'une correction linéaire, fonction du  $p_T$  reconstruit du W. Compte tenu du grand nombre de W provenant d'événements  $t\bar{t}$ , une telle correction pourrait être facilement obtenue. Nous choisissons donc cette méthode pour reconstruire la masse du W dans le signal du Higgs lourd.

Processus	DICE	ATLFAST
Higgs $M_W \pm 15$ GeV	$84.5 \pm 1.9$ GeV	$84.3 \pm 1.7$ GeV
Higgs $M_W \pm 10$ GeV	$75.3 \pm 1.8$ GeV	$74.2 \pm 1.6$ GeV
$t\bar{t}$ $M_W \pm 15$ GeV	$47.6 \pm 2.8$ GeV	$42.5 \pm 1.3$ GeV
$t\bar{t}$ $M_W \pm 10$ GeV	$36.3 \pm 2.5$ GeV	$33.9 \pm 1.2$ GeV
W+jets $M_W \pm 15$ GeV	$19.8 \pm 1.4$ GeV	$21.6 \pm 2.0$ GeV
W+jets $M_W \pm 10$ GeV	$13.1 \pm 1.1$ GeV	$14.4 \pm 1.7$ GeV

Tableau 22. Comparaison de l'efficacité de reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  entre la simulation complète avec DICE et la simulation rapide avec ATLFAST.

Les efficacités de reconstruction du W pour des fenêtres de masse de 10 et 15 GeV apparaissent au tableau 22 pour le signal et ses bruits de fond. On compare, sur ce tableau, l'efficacité de reconstruction pour la simulation rapide et la simulation complète. Ces efficacités sont obtenues après avoir exigé que les événements passent les coupures centrales dont il est question au prochain chapitre. Entre autres, on exige qu'il y ait deux jets "noyaux"<sup>5</sup> reconstruits à une distance inférieure à 1.4 en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ , et ayant chacun une impulsion transverse supérieure à 50 GeV. À l'exception du bruit  $t\bar{t}$ , on remarque un accord surprenant entre les deux méthodes de simulation.

<sup>5</sup>ces jets sont reconstruits avec un cône de  $\Delta R=0.2$ .

Processus	Sans Pile-up	Avec Pile-up
Higgs $M_W \pm 15$ GeV	$84.5 \pm 1.9$ GeV	$82.4 \pm 1.9$ GeV
Higgs $M_W \pm 10$ GeV	$75.3 \pm 1.8$ GeV	$71.1 \pm 1.7$ GeV
$t\bar{t}$ $M_W \pm 15$ GeV	$47.6 \pm 2.8$ GeV	$47.2 \pm 2.8$ GeV
$t\bar{t}$ $M_W \pm 10$ GeV	$36.3 \pm 2.5$ GeV	$35.9 \pm 2.4$ GeV
W+jets $M_W \pm 15$ GeV	$19.8 \pm 1.4$ GeV	$18.1 \pm 1.4$ GeV
W+jets $M_W \pm 10$ GeV	$13.1 \pm 1.1$ GeV	$12.4 \pm 1.2$ GeV

Tableau 23. L'efficacité de reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  avec simulation complète pour le cas sans bruit d'empilement, et avec bruit d'empilement à haute luminosité.

Le tableau 23 montre les efficacités de reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  obtenues avec simulation complète avec et sans bruit d'empilement. On remarque que le bruit d'empilement a peu d'influence sur la reconstruction du signal et des bruits de fond. Compte tenu des impulsions transverses très élevées, cela n'est pas vraiment surprenant. On remarque tout de même qu'une fenêtre de 10 GeV pour le signal diminue légèrement l'efficacité, ce qui s'explique par le fait que la résolution en masse avec bruit d'empilement est autour de 6-7 GeV.

Compte tenu de l'excellent accord entre DICE et ATLFAST, les résultats d'ATLFAST ne seront pas modifiés pour l'efficacité de reconstruction du W au prochain chapitre.

### 7.3.1 Autres études sur la reconstruction $W \rightarrow \text{jet-jet}$

Il existe des méthodes pouvant potentiellement réduire le bruit W+jets, autres qu'une simple coupure sur la masse invariante du W. Deux de ces méthodes sont ici présentées.

### 7.3.1.1 Le profil des jets

Les quarks provenant de la désintégration du W sont dans un état de singulet de couleur. Ce n'est pas le cas des quarks et gluons produits dans les événements QCD W+jets. On s'attend donc à ce que les jets provenant du W soient plus étroits et qu'une fraction plus importante de leur énergie soit déposée près de leur barycentre. L'idée d'utiliser le profil de déposition de l'énergie des jets est due à Field et al.[52] qui ont étudié cette coupure avec des simulations au niveau particules. Ils concluent qu'une telle coupure pourrait améliorer la détection d'un Higgs lourd. Cependant, leurs résultats doivent être considérés comme optimistes, car les gerbes dans le calorimètre auront pour effet d'étaler latéralement l'énergie déposée. Aussi, les coupures utilisées pour limiter l'effet du bruit d'empilement auront tendance à noyer les différences fines des profils loin des barycentres.

L'étude présentée ici a été réalisée avec la simulation complète du détecteur ATLAS, tenant compte du bruit d'empilement à haute luminosité. L'efficacité d'une coupure sur le profil des jets est évaluée après l'application des coupures centrales basses en  $p_T$  (voir chapitre 8), et d'une coupure sur la masse du W de  $\pm 15$  GeV, reconstruite par la méthode 2. Parmi toutes les variables étudiées pour distinguer les jets du W de ceux du bruit QCD, les meilleures sont:  $(E_{\text{cone5}} - E_{\text{cone4}})/E_{\text{cone5}}$  lorsqu'il n'y a pas de bruit d'empilement, et  $(E_{\text{cone4}} - E_{\text{cone3}})/E_{\text{cone4}}$  avec bruit d'empilement. Ici  $E_{\text{cone4}}$  représente l'énergie déposée dans un cône de  $\Delta R=0.4$  autour du barycentre du jet.

La figure 95 montre les profils des jets du signal et du bruit W+jets. En l'absence du bruit d'empilement, une coupure à 0.18 sur la variable  $(E_{\text{cone5}} - E_{\text{cone4}})/E_{\text{cone5}}$  élimine 55% du bruit de fond tout en conservant 88% du signal. Dans le cas où le bruit d'empilement est présent, une coupure à 0.22 sur la variable  $(E_{\text{cone4}} - E_{\text{cone3}})/E_{\text{cone4}}$  élimine 50% du bruit de fond et conserve 85% du signal.

Cette coupure semble très prometteuse mais son efficacité est sujette à des

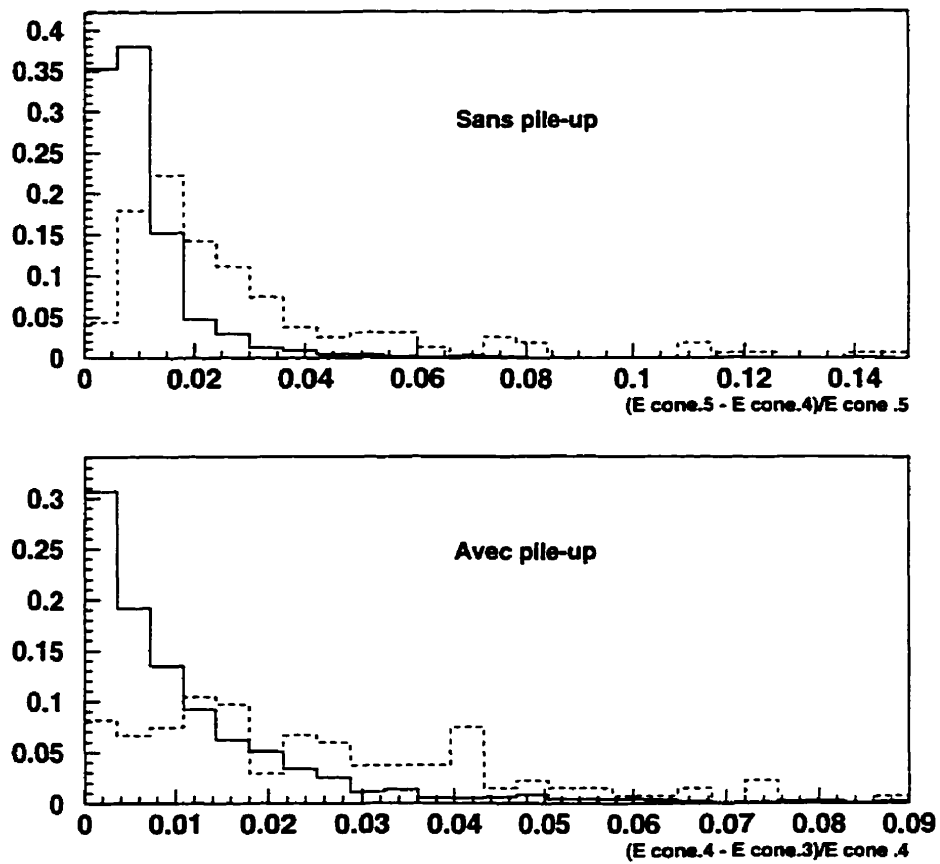


Figure 95. Le profil (voir texte) des jets utilisés pour la reconstruction de la masse invariante du W.

incertitudes relatives à la fragmentation des partons et à la modélisation du développement des gerbes dans le calorimètre. Pour ces raisons, elle ne sera pas utilisée dans l'analyse finale.

### 7.3.1.2 La polarisation du W

Les W provenant de la désintégration du Higgs sont polarisés longitudinalement. Cela implique que l'angle de désintégration préférentiel des quarks est

perpendiculaire à la direction du  $W^6$ . La différence d'énergie entre les deux jets issus de la désintégration du  $W$  sera donc petite. Dans la désintégration du quark top, la théorie prédit que 70% des  $W$  seront polarisés longitudinalement. Dans le cas du bruit QCD  $W$ +jets, on s'attend à ce que la différence soit plus grande entre les énergies des deux jets "candidats  $W$ " utilisés pour la reconstruction.

Cette étude a été réalisée avec la simulation complète du détecteur ATLAS. La figure 96 montre l'asymétrie en énergie des deux jets:  $(E_{jet1} - E_{jet2})/(E_{jet1} + E_{jet2})$  où  $E_{jet1}$  est le jet le plus énergétique. Avant l'imposition d'une coupure sur la masse du  $W$ , on remarque une différence nette entre le signal et le bruit  $W$ +jets. Par contre, après la coupure sur la masse, cette différence est beaucoup moins manifeste. Par conséquent, une coupure sur l'asymétrie en énergie des jets ne sera pas utilisée lors de l'analyse finale.

#### 7.4 Conclusion

Dans ce chapitre, la performance du détecteur ATLAS pour la reconstruction de la désintégration  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  a été évaluée avec la simulation GEANT complète du détecteur. Pour ce faire, des  $W$  provenant de quatre processus différents et ayant des impulsions transverses allant de 0 à 500 GeV ont été étudiés. La reconstruction a été faite avec et sans bruit d'empilement.

La première partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude de la résolution de la masse. Sans bruit d'empilement, la résolution varie entre  $\sim 9$  GeV et  $\sim 6$  GeV, pour des  $W$  de  $p_T$  allant de 25 à 400 GeV. Avec l'ajout du bruit d'empilement une détérioration importante de la résolution a été observée pour l'échantillon de  $W$  de bas  $p_T$ . Dans le cas des  $W$  de haut  $p_T$ , cette détérioration est marginale, la résolution devenant  $\sim 8$  GeV.

---


$$^6 \frac{dn}{d\cos\theta^*} \sim \frac{3}{2}(1 - \cos^2\theta^*)$$

Les différentes méthodes utilisées pour la reconstruction de la masse ont démontré une dépendance du  $p_T$  du  $W$  et à l'addition du bruit d'empilement malgré le fait que l'échelle d'énergie ait été ajustée individuellement dans chaque cas. Afin de déterminer si cette dépendance de la masse reconstruite était due aux effets de la non-linéarité du calorimètre ou au boost du  $W$ , le rapport des échelles d'énergie et de masse a été calculé. Il a été démontré que, pour la méthode 2, utilisant les quadri-vecteurs des cellules pour calculer la masse, l'effet des gerbes dans le calorimètre donnait lieu à des masses reconstruites trop élevées. Il a également été démontré que pour la méthode 1, qui utilisait les quadri-vecteurs des jets pour reconstruire la masse, la superposition des jets donnait lieu à des masses reconstruites trop basses.

Ces effets systématiques ont aussi été étudié dans le contexte de la reconstruction de la masse du top. L'échelle d'énergie a également été déterminée en contraignant la masse reconstruite du  $W$  à sa valeur générée. Sur une plage de près de 250 GeV, la masse reconstruite du top était à l'intérieur de 2% de sa valeur générée avec la méthode des quadri-vecteurs des cellules et à l'intérieur de 1% pour la méthode de quadri-vecteurs des jets.

L'utilisation de la désintégration  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  dans les événements  $t\bar{t}$  comme outil d'étalonnage in situ apparaît très prometteuse. Par contre, pour prendre avantage de cette méthode sur une gamme d'énergies transverses plus grandes (au dessus de 300 GeV), une bonne reconstruction des jets superposés et une bonne modélisation des gerbes dans les calorimètres sera nécessaire.

Pour le signal du Higgs lourd, la méthode 2 avec une correction linéaire a été retenue pour reconstruire la masse du  $W$ . Un excellent accord est alors observé entre l'efficacité de reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  obtenu par simulation rapide et par simulation complète. On a noté aussi que l'addition du bruit d'empilement influence peu l'efficacité de cette reconstruction.



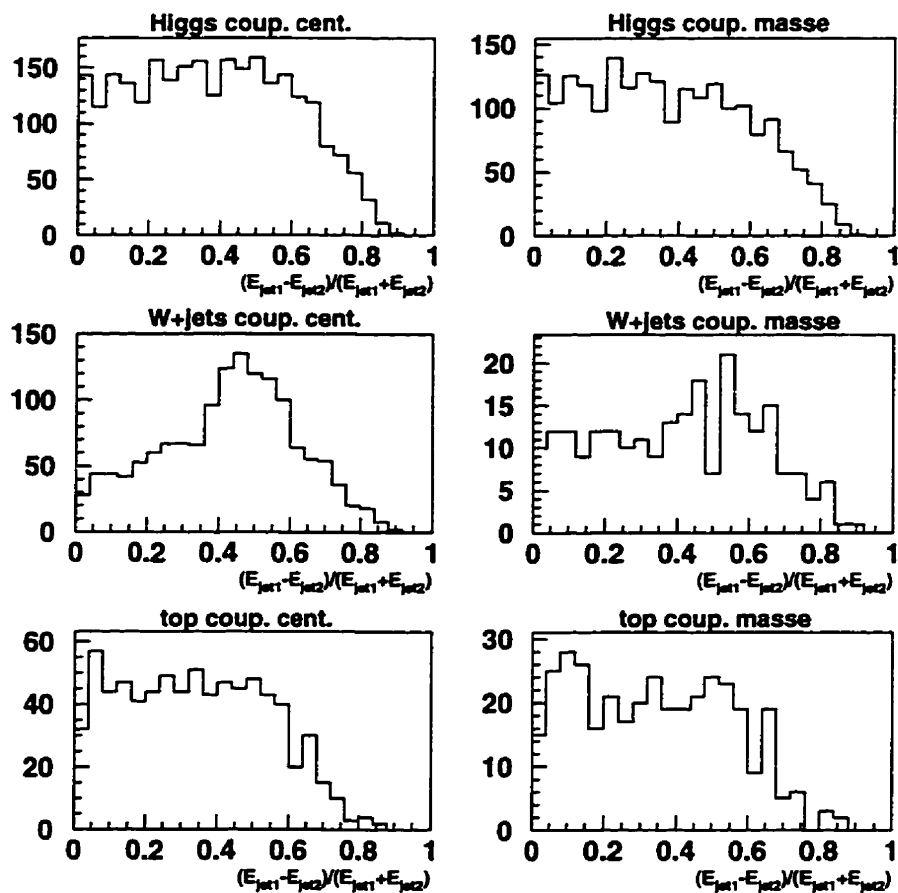


Figure 96. L'asymétrie en énergie des jets utilisés pour la reconstruction de la masse du W. Les graphiques de gauche sont obtenus avec les coupures centrales seulement. Ceux de droite sont obtenus après l'application d'une coupure sur la masse reconstruite.

## Chapitre 8

### Le potentiel de découverte d'un Higgs lourd avec ATLAS

Ayant développé dans les chapitres précédents les algorithmes et méthodes nécessaires à la recherche du Higgs lourd, nous allons, ici, nous en servir pour évaluer le potentiel de découverte de ce boson scalaire. Ce potentiel sera évalué pour des luminosités intégrées de  $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$  et de  $10^5 \text{ pb}^{-1}$  qui correspondent respectivement à trois années à basse luminosité et une année à haute luminosité. Nous ne tiendrons pas compte du bruit d'empilement pour la basse luminosité, car le nombre d'événements minimum bias devrait-être d'environ 2 par croisement de faisceau.

Les résultats ont été obtenus avec le programme de simulation rapide ATLFAST [28], basé sur le générateur PYTHIA 5.7 [22]. Seul le processus de production du Higgs lourd par fusion de boson vectoriels est étudié dans ce chapitre.

Certains résultats de simulation rapide seront corrigés pour tenir compte des efficacités de reconstruction obtenues à l'aide de simulations complètes.

La première section du chapitre traitera des résultats obtenus pour le signal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  avec  $M_H$  entre 800 et 1000 GeV pour des coupures centrales élevées en  $p_T$ . L'intérêt de faire l'étude également avec des coupures relâchées sera démontré à la fin de cette section. La deuxième section présentera donc les résultats pour  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  avec coupures en  $p_T$  moins sévères. Dans la troisième partie, l'analyse sera étendue à  $M_H=600 \text{ GeV}$ , toujours pour le signal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ . Dans la quatrième section, nous effectuerons des lissages

sur la distribution de la masse reconstruite de manière à extraire la largeur, la hauteur et la valeur moyenne du pic de masse. La cinquième section portera sur le signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ .

### 8.1 Résultats pour $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ avec coupures centrales élevées

Nous nous contenterons de résumer ici les résultats de l'analyse, et laisserons l'interprétation et une discussion des résultats pour la prochaine section.

Les distributions cinématiques du signal et des bruits de fonds vues au chapitre 2 motivent un choix de coupures "élevées" en impulsion transverse pour les jets et les leptons dans la région centrale ( $|\eta| < 2.0$ ). Le tableau 24 indique les coupures choisies.

Coupures	$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$
Coupures	$p_T^l, p_T^\nu > 100 \text{ GeV}$
Leptons	$p_T^{W-l\nu} > 350 \text{ GeV}$
Coupures	$p_T^{W-jj} > 350 \text{ GeV}$
Jets	2 jets de $p_T^j > 50 \text{ GeV}$ avec $\Delta R=0.2$
Coupure Masse	$m_W \pm 15 \text{ GeV}$

Tableau 24. Coupures "élevées" en  $p_T$  pour  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ .

Une note récente de Zmushko et al[53], basée sur une simulation au niveau particules, sans ATLFAST, analyse le même processus  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ . Nous allons donc pouvoir faire des comparaisons et confirmer réciproquement nos résultats. Le tableau 25 présente une première comparaison des efficacités.

Un bon accord est observé entre les résultats de Zmushko et al<sup>1</sup>., ATLFAST

<sup>1</sup>Zmushko et al. utilise une efficacité de 90% pour la reconstruction des leptons ce qui n'est

Cuts	Zmushko et al.	ATLFAST with modif.	Sim. Comp. Sans pile-up	Sim. Comp. pile-up
# Événements	5000	5000	4000	4000
Coupures Leptons	42.5%	43.3%	42.6%	42.6%
Coupures Jets	N/D	29.0%	29.8%	29.8%
Méthode 1	N/D	22.8%	21.0%	21.0%
Méthode 2	N/D	25.2%	24.8%	24.4%
Méthode 3 (.5)	23.6%	25.8%	24.8%	25.0%
Méthode 3 (.6)	N/D	26.1%	25.6%	25.1%
Coupures Centrales				
Sans pile-up	N/A	$25.2 \pm .7\%$	$24.8 \pm .8\%$	-
Avec pile-up	$23.6 \pm .7\%$	N/A	-	$24.4 \pm .7\%$

Tableau 25. Efficacités pour le signal avec les coupures centrales élevées en  $p_T$  comparées aux résultats de Zmushko et al.

	Higgs	$t\bar{t}$ $p_T > 300 \text{ GeV}$	W+jets $p_T > 250 \text{ GeV}$
# Événements	5000	50000	50000
Coupures leptons	43.3%	6.2%	11.5%
Coupures Jets	29.0%	3.3%	2.3%
Méthode 1	22.8%	1.0%	.4%
Méthode 2*	$25.2 \pm .7\%$	$1.00 \pm .04\%$	$.52 \pm .03\%$
Méthode 3 (.5)	25.8%	1.2%	.68%
Méthode 3 (.6)	26.1%	.93%	.67%

Tableau 26. L'efficacité des coupures en  $p_T$  élevées sur le signal et les bruits de fond principaux avec ATLFAST. L'astérisque(\*) indique la méthode qui a été retenue.

et la simulation complète<sup>2</sup> avec et sans bruit d'empilement. L'accord entre les résultats avec et sans bruit d'empilement est attribuable à la coupure de 15 GeV sur la masse du W qui est optimisée pour le bruit d'empilement et tient compte du fait que l'échelle d'énergie est ajustée dans chaque cas. Cet ajustement de l'échelle d'énergie n'est pas effectuée par Zmushko et al., qui utilisent d'ailleurs un nombre équivalent d'événements minimum bias comme bruit d'empilement (voir chapitre 5). Ceci explique la baisse d'efficacité observée lorsque l'on ajoute le bruit d'empilement.

Le tableau 26 rapporte les efficacités des coupures centrales pour chacun des bruits de fond et pour le signal. On remarque qu'on élimine environ 99% du bruit de fond<sup>3</sup> tout en conservant 25% du signal. Après les coupures centrales et pas le cas d'ATLFAST ou DICE.

<sup>2</sup>les résultats d'efficacité montrés aux chapitres précédents étaient obtenus avec les coupures en  $p_T$  basses.

<sup>3</sup>Le nombre initial d'événements étant celui obtenu après les coupures sur le  $p_T$  dans le

Coupures	Zmushko et al.	ATLFAST avec modif.	Sim. Comp.
Sans Pile-up 20 GeV (22.0 GeV)	$70.4 \pm .5\%$	$70.7 \pm .6\%$	$66.9 \pm .6\%$
Pile-up 20 GeV (18.8 GeV)	$34.1 \pm .4\%$	N/D	$54.3 \pm .6\%$
Sans Pile-up 25 GeV (27.5 GeV)	N/D	N/D	$69.5 \pm .7\%$
Pile-up 25 GeV (25.0 GeV)	N/D	N/D	$62.3 \pm .7\%$
Sans Pile-up 30 GeV (33.0 GeV)	$74.4 \pm .6\%$	$74.6 \pm .6\%$	$71.2 \pm .7\%$
Pile-up 30 GeV (31.25 GeV)	$54.9 \pm .5\%$	N/D	$66.8 \pm .6\%$

Tableau 27. Les efficacités de veto de jets pour le signal comparées aux résultats de Zmushko et al.

la coupure sur la masse, la signification statistique est inférieure à 2, pour 3 ans à basse luminosité. Nous devons donc avoir recours à des coupures additionnelles.

Les efficacités de veto après l'imposition des coupures centrales élevées en  $p_T$  sont présentées au tableau 27. Les nombres entre parenthèses représentent les coupures effectives, c'est à dire après avoir réajusté l'échelle d'énergie. On remarque que les efficacités de veto sont plus élevées que celles présentées au chapitre 6, où les coupures centrales étaient moins élevées. À basse luminosité, on observe un bon accord entre les résultats obtenus avec ATLFAST et Zmushko et al. Par contre, à haute luminosité, l'efficacité obtenue par Zmushko et al. est beaucoup plus basse à cause du traitement différent du bruit d'empilement. Après l'imposition du veto, la signification statistique est inférieure à 3, pour 3 ans à basse luminosité.

Nous nous tournons donc maintenant vers l'étiquetage des deux jets avant. Les efficacités des coupures obtenues à basse luminosité, y compris l'étiquetage des jets avant sont résumées au tableau 28. On trouve, aux tableaux 29 et 30, centre de masse de la diffusion.

	Higgs	$t\bar{t}$ $p_T > 300 \text{ GeV}$	W+jets $p_T > 250 \text{ GeV}$	WW $p_T > 50 \text{ GeV}$
# Événements	5000	800000	1600000	255000
Coupures Centrales haut $p_T$ avec coup. de masse	25.2%	1.0%	.56%	.25%
# Événements (Méthode 2)	1266	7995	8993	612
Eff. de veto				
Veto 20 GeV	70.7%	5.3%	41.0%	54.1%
Veto 30 GeV	74.6%	10.2%	49.5%	63.6%
# Événements Veto 20 GeV	895	427	3687	331
Eff. d'Étiquetage				
2 Jets $E > 100 \text{ GeV}$	66.0%	7.0%	2.5%	1.2%
# Événements	591	30	93	4
2 Jets $E > 600 \text{ GeV}$	25.4%	< .5%	< .5%	< .5%
# Événements	227	2	10	0

Tableau 28. Efficacités des coupures pour le signal ( $M_H=1 \text{ TeV}$ ) et les bruits de fonds à basse luminosité.

	Higgs $M_H =$ 1 TeV	$t\bar{t}$ $p_T >$ 300 GeV	W+jets $p_T >$ 250 GeV	WW $p_T >$ 50 GeV	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{B}$
# Événements	5000	800000	1600000	255000		
3 ans basse lumi.	486	192000	448000	255000		
Coup. centrales et masse du W	123	1919	2518	612	1.7	.02
Veto 20 GeV	87	102	1032	331	2.3	.06
E jets > 100 GeV	57	7.2	26	4	9.3	1.5
E jets > 300 GeV	42	3.1	9.5	1	11.4	3.1
E jets > 600 GeV	22	.5	2.8	0	12.1	6.7

Tableau 29. Signification statistique et rapport signal sur bruit pour les coupures centrales en  $p_T$  élevées pour un Higgs de 1 TeV. Ces résultats ont été obtenus avec ATLFAST.



	Higgs $M_H =$ 800 GeV	$t\bar{t}$ $p_T >$ 300 GeV	W+jets $p_T >$ 250 GeV	WW $p_T >$ 50 GeV	$\frac{s}{\sqrt{B}}$	$\frac{s}{B}$
# Événements	5000	800000	1600000	255000		
3 ans basse lumi.	1000	192000	448000	255000		
Coup. centrales et masse du W	141	1919	2518	612	2.0	.03
Veto 20 GeV	95	102	1032	331	2.5	.06
E jets > 100 GeV	66	7.2	26	4	10.8	1.8
E jets > 300 GeV	48	3.1	9.5	1	13.0	3.5
E jets > 600 GeV	23.6	.5	2.8	0	13.0	7.2

Tableau 30. Signification statistique et rapport signal sur bruit pour les coupures centrales en  $p_T$  élevées pour un Higgs de 800 GeV. Ces résultats ont été obtenus avec ATLFAST.

	Higgs $M_H =$ 800 GeV	$t\bar{t}$ $p_T >$ 300 GeV	W+jets $p_T >$ 250 GeV	WW $p_T >$ 50 GeV	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{B}$
# Événements	5000	800000	1600000	255000		
3 ans basse lumi.	486/1000	192000	448000	255000		
$M_H = 1 \text{ TeV}$	37.9	3.3	9.2	1.0	10.3	2.8
Bruit doublé	37.9	6.6	18.4	2.0	7.3	1.4
Bruit triplé	37.9	9.9	27.6	3.0	6.0	0.9
$M_H = 800 \text{ GeV}$	43.5	3.3	9.2	1.0	11.8	3.2
Bruit doublé	43.5	6.6	18.4	2.0	8.4	1.6
Bruit triplé	43.5	9.9	27.6	3.0	6.8	1.1

Tableau 31. Signification statistique et rapport signal sur bruit en tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète sans bruit d'empilement. On montre aussi les résultats obtenus si on double ou triple les bruits de fond.

	Higgs $M_H =$ 800 GeV	$t\bar{t}$ $p_T >$ 300 GeV	W+jets $p_T >$ 250 GeV	WW $p_T >$ 50 GeV	$\frac{s}{\sqrt{B}}$	$\frac{s}{B}$
# Événements	5000	800000	1600000	255000		
1 an haute lumi.	1618/3333	640000	1500000	855000		
$M_H = 1 \text{ TeV}$	115	22	63	12.5	11.6	1.2
Bruit doublé	115	44	126	25	8.2	0.6
$M_H = 800 \text{ GeV}$	130	22	63	12.5	13.2	1.3
Bruit doublé	130	44	126	25	9.3	0.7

Tableau 32. Signification statistique et rapport signal sur bruit en tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète avec bruit d'empilement. On montre aussi les résultats obtenus si on double les bruits de fond.

les valeurs de  $\frac{s}{\sqrt{B}}$  et rapports signal sur bruit, après les coupures centrales en  $p_T$  élevées, pour des Higgs de masse 1 TeV et 800 GeV. Ces résultats ont été obtenus avec ATLFEST, et sont calculés pour 3 ans à basse luminosité.

Les valeurs de  $\frac{s}{\sqrt{B}}$  et rapports signal sur bruit, tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète, sans bruit d'empilement, sont ensuite calculées (tableau 31). La coupure sur l'énergie des jets avant est ici de 300 GeV. On montre aussi les valeurs de  $\frac{s}{\sqrt{B}}$  et rapports S/B obtenus si on double ou triple le nombre d'événements de bruits de fond.

À haute luminosité, on répète les analyses en tenant compte du bruit d'empilement. Les valeurs de  $\frac{s}{\sqrt{B}}$  et rapports signal sur bruit pour un an à la luminosité nominale sont donnés au tableau 32. Les efficacités de reconstruction dans un environnement de haute luminosité, obtenues aux chapitres précédents, ont été prises en considération. Environ 50% des événements de bruit de fond ont de "faux" jets

avant provenant du bruit d'empilement. Ceci comprend les événements ayant de faux doubles jets mais aucun "vrai" jet avant étiquetage, et ceux qui ont un faux jet et un seul "vrai" jet. Le nombre de faux jets pour un seuil de 600 GeV n'est pas mesurable à cause du manque de statistique. Il est par contre probable que le taux de faux jets soit presque nul avec un tel seuil ( $< 0.5\%$ ).

Enfin, le spectre de masse du signal et du bruit de fond est donné à la figure 97, pour une coupure de 100 GeV sur l'énergie des jets avant. Pour reconstruire la masse du Higgs, il faut, en principe, connaître l'impulsion longitudinale du neutrino (on prend pour impulsion transverse l'impulsion transverse manquante de l'événement). Pour cela, on contraint la masse  $m_{l\nu}$  à la masse générée du W. Ceci produit en général deux solutions pour l'impulsion longitudinale et nous choisissons ici une des deux solutions de façon arbitraire. Vu la largeur du Higgs lourd, une reconstruction précise de la masse du Higgs est peu importante. On a vérifié que la masse reconstruite du Higgs est peu sensible à la solution choisie.

### 8.1.1 Discussion des résultats de la section 8.1

Tout d'abord, les résultats présentés dans cette section montrent qu'il y a un assez bon accord entre la simulation rapide et complète du détecteur, même à haute luminosité

Après l'imposition du double étiquetage de jets avant, on obtient une signification statistique supérieure à 10 avec des rapports S/B près de 3 pour un Higgs de masse = 1 TeV après 3 années à basse luminosité. Même en triplant le nombre d'événements de bruit de fond et en tenant compte des efficacités obtenues avec simulation complète, la signification statistique reste supérieure à 6 après 3 années d'opération à basse luminosité.

Pour un an à la luminosité nominale, les valeurs de  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  sont près de 12 et

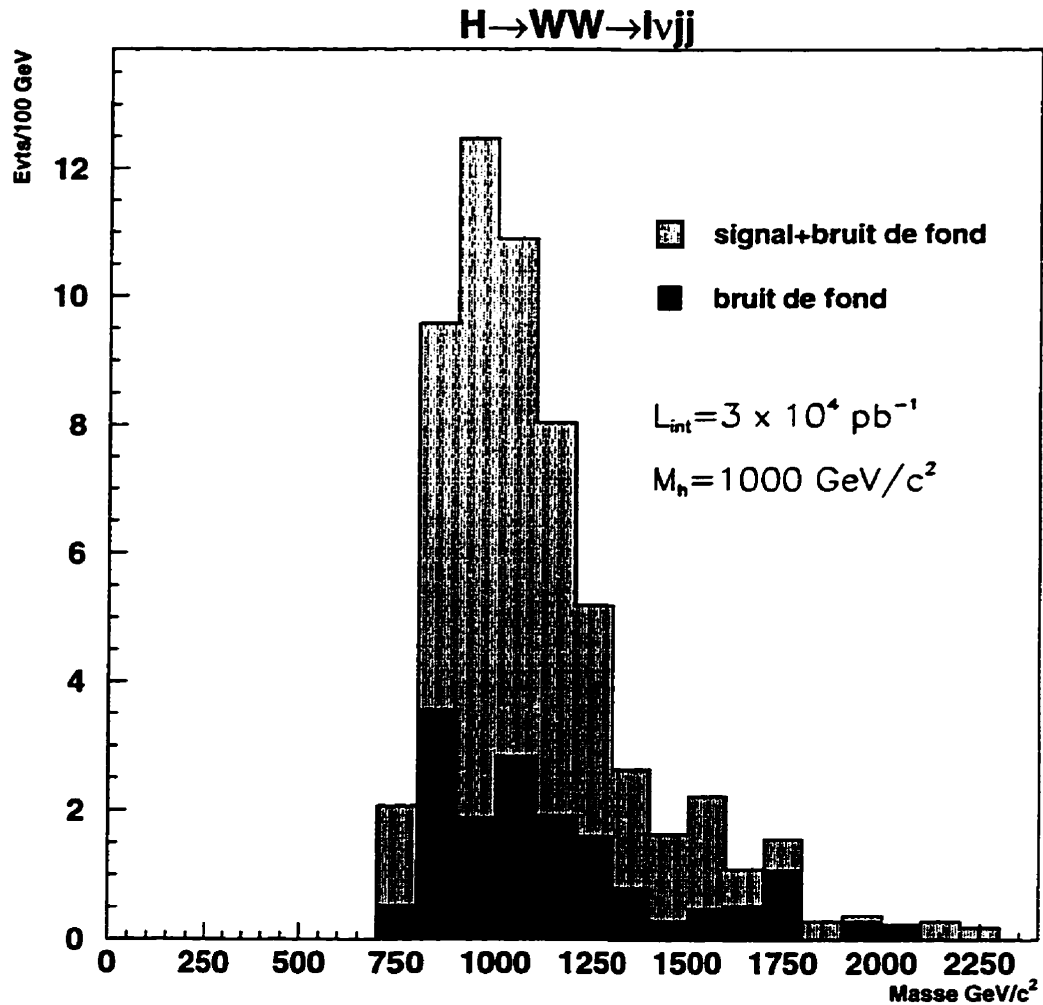


Figure 97. La distribution de la masse reconstruite pour  $M_H = 1 \text{ TeV}$ .

le rapport signal sur bruit près de 1. En utilisant des coupures plus élevées pour l'énergie des jets avant, ces derniers résultats pourraient être considérablement améliorés.

À partir de ces résultats, on devrait être en mesure de conclure que l'observation d'un Higgs lourd, s'il existe, est assurée au LHC. Cependant, comme le montre la figure 97, la forme du bruit de fond dans la distribution de masse est très semblable à celle du signal. L'importance des coupures en  $p_T$  a fait qu'on ne peut reconstruire des masses inférieures à  $\sim 700 \text{ GeV}$ . Cela pose un problème, en ce

qui a trait à l'interprétation de la signification statistique, car notre connaissance des bruits de fond est plutôt limitée. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'incertitude sur la section efficace du bruit  $W$ +jets peut être aussi importante qu'un facteur 2. Aussi, la cinématique des bruits de fond pourrait être passablement différente de ce que prévoient les modèles utilisés ici. Nous risquons d'être particulièrement sensibles à ces écarts, car ce qui reste du bruit de fond après les coupures constitue les queues lointaines des distributions cinématiques. Il importe de distinguer entre ces deux sources d'incertitude dans la présente discussion. La première correspond à notre ignorance de la section efficace de production des bruits de fond, en particulier,  $W$ +jets. Nous avons montré que même si cette section efficace devait être deux fois plus importante, nous pourrions toujours extraire un signal. Il faut noter que, une fois que l'expérience prendra des données, cette section efficace sera connue de façon beaucoup plus précise. La deuxième incertitude provient de notre méconnaissance du nombre d'événements qui restent après l'imposition des coupures pour une section efficace de production donnée. Ici, compte tenu des rapports signal sur bruit obtenus, il faudrait que notre compréhension de la cinématique du bruit de fond soit très mauvaise pour que le bruit soit interprété comme étant un signal. Il est à noter que la cinématique du bruit  $W$ +jets peut être évaluée en étudiant le bruit  $Z$ +jets qui, lui, contient très peu d'événements du signal. Nous reviendrons sur ce bruit plus loin.

Pour rendre les conclusions de cette analyse plus robustes, une évaluation indépendante de la forme de la distribution de la masse reconstruite des bruits de fond est donc nécessaire. Idéalement, il s'agirait d'évaluer le bruit de chaque côté du pic de masse du Higgs. Cependant, pour le Higgs lourd, le pic de masse est très large et il sera difficile, voire impossible de mesurer le bruit des deux côtés de la distribution de la masse reconstruite. Notre stratégie sera de relâcher le  $p_T$  des coupures centrales de manière à changer la forme du bruit de fond et à la différencier de celle du signal.

Coupures	$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$	$H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$
Coupures	$p_T^l, p_T^\nu > 50 \text{ GeV}$	$p_T^{l_1}, p_T^{l_2} > 50 \text{ GeV}$
Leptons	$p_T^{W-l\nu} > 150 \text{ GeV}$	$p_T^{Z-ll} > 150 \text{ GeV}$
Coupures	$p_T^{W-jj} > 150 \text{ GeV}$	$p_T^{Z-jj} > 150 \text{ GeV}$
Jets	2 jets de $p_T^j > 50 \text{ GeV}$ avec $\Delta R=0.2$	idem
Coupure Masse	$m_W \pm 10 \text{ GeV}$	$m_Z \pm 15 \text{ GeV}$

Tableau 33. Coupures basses en  $p_T$  pour  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

## 8.2 Résultats $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ avec coupures centrales basses

Les coupures “basses” ou relâchées en  $p_T$  sont données au tableau 33. Les efficacités de reconstruction obtenues avec ces coupures sont portées au tableau 34.

On peut alors voir, à la figure 98a, la forme de la distribution de la masse reconstruite qui en résulte. Ces distributions sont obtenues avec les deux bruits de fond principaux:  $W$ +jets et  $t\bar{t}$ . On remarque que le seuil de la masse reconstruite du bruit de fond ne se trouve plus autour de 700 GeV mais plutôt autour de 400 GeV. La figure 98b montre le bruit de fond après l'imposition d'un veto de jets (seuil de 30 GeV) et du double étiquetage des jets avant (seuil en énergie 400 GeV). La figure 98c montre le signal avec bruit de fond pour les mêmes coupures. On y remarque l'apparition claire d'un pic. Les figures 99 et 100 montrent l'évolution de la forme du bruit de fond et du signal à mesure que le seuil en énergie des jets avant est augmenté, pour des Higgs de masse 1 TeV et 800. Le seuil de veto utilisé pour ces figures est de 30 GeV.

Pour évaluer la signification statistique de ce pic du signal ou encore pour

	Higgs	$t\bar{t}$ $p_T >$ 120 GeV	W+jets $p_T >$ 100 GeV	WW $p_T >$ 50 GeV
# Événements	5000	2 400 000	5 200 000	255000
Coupures Centrales bas $p_T$ et $m_W \pm 10$ GeV	45.7%	1.7%	.2%	.8%
# Événements	2285	40946	7855	2067
Veto 20 GeV	64.5%	7.4%	44.0%	56.4%
Veto 30 GeV	68.6%	14.7%	54.0%	65.6%
# Événements				
Veto 20 GeV	1473	3046	3447	1167
E jet avant > 300 GeV	50.7%	3.0%	0.9%	0.3%
# Événements	747	90	31	3

Tableau 34. Efficacité des coupures pour le signal ( $M_H=1$  TeV) et les bruits de fonds pour les coupures en  $p_T$  basses.



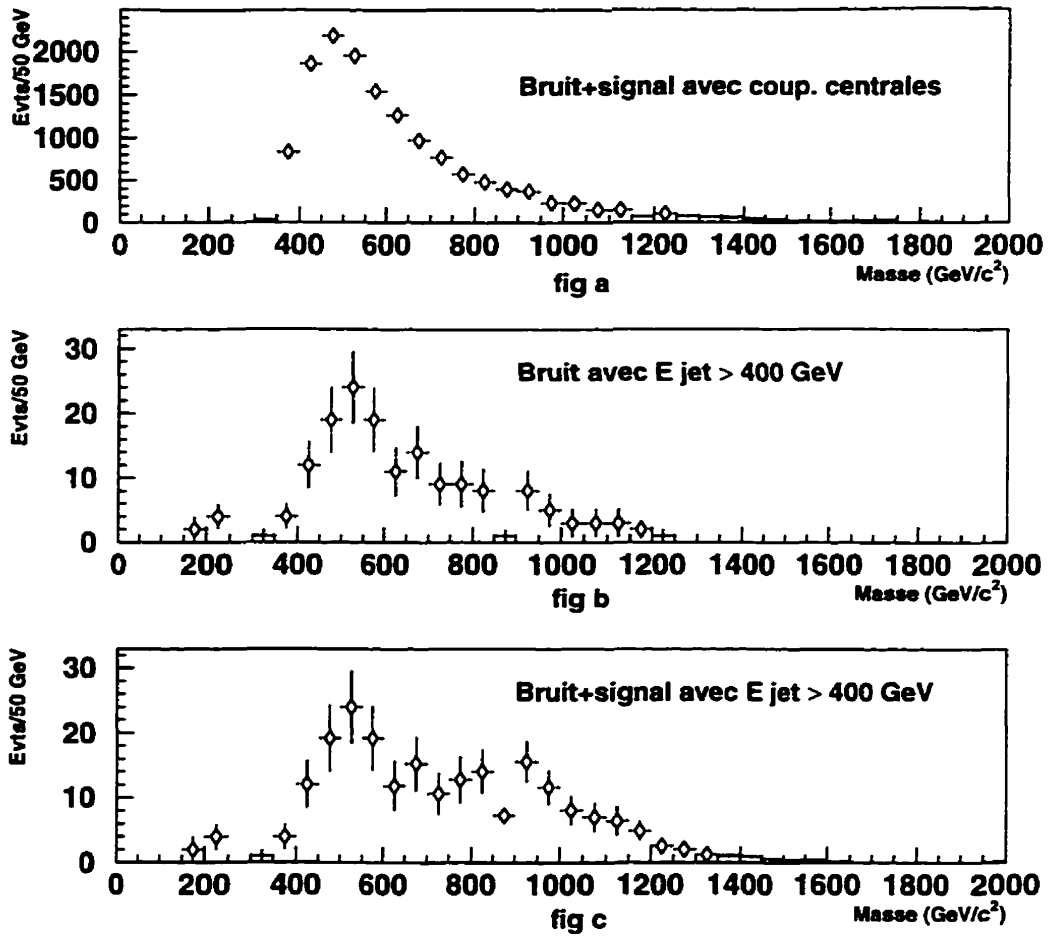


Figure 98. Forme de la distribution de la masse reconstruite après l'imposition des coupures centrales en  $p_T$  basses pour  $M_H = 1$  TeV.

déterminer la probabilité que la distribution observée soit compatible avec la distribution attendue du bruit de fond, on fera appel au test de Kolmogorov-Smirnov. Ce test n'est pas sensible à la normalisation absolue des distributions i.e. il évalue la probabilité que la forme d'une première distribution soit compatible avec une deuxième distribution. L'annexe B décrit plus en détail ce test.

### 8.2.1 Résultats avec le test de Kolmogorov-Smirnov

Le graphique en haut à gauche de la figure 101 montre la forme de la masse reconstruite du signal et des bruits de fond principaux avant l'étiquetage des jets avant. Le nombre d'événements sont représentatifs de ce qu'on attendrait après 3 ans à basse luminosité. Le graphique en haut à droite sur la même figure montre la forme de la masse reconstruite pour les bruits de fond principaux sans le signal. D'après le test de Kolmogorov-Smirnov, la probabilité que cette distribution soit compatible avec la première est de 83%. Les autres graphiques de la figure 101 montrent l'évolution de la forme de la distribution de la masse reconstruite du bruit de fond pour différentes coupures sur le seuil d'énergie des jets avant. La probabilité que chacune des distributions de masse reconstruite soit compatible avec la première (signal+bruit de fond) est donnée dans chaque cas. On remarque que cette probabilité est toujours supérieure à 20%. À toute fin pratique, on peut tirer une conclusion importante: l'étiquetage de jets avant affecte peu la forme de la distribution de la masse reconstruite des bruits de fond principaux.

Cette dernière caractéristique sera exploitée dans la présente analyse. Elle nous permet de comparer les distributions de masse reconstruite du signal avec bruit de fond pour différentes coupures sur le seuil en énergie des jets avant, à la distribution du bruit  $t\bar{t}$  et  $W$ +jets, sans coupure sur l'énergie des jets avant. Nous désignerons cette distribution comme étant la distribution mère. Le bruit  $WW$  avant l'étiquetage a une forme différente des bruits principaux. Comme le nombre de ces événements après étiquetage est beaucoup plus petit que celui des deux bruits de fond principaux, le bruit  $WW$  "pollue" la distribution avant étiquetage. On enlève donc sa contribution pour obtenir la distribution mère.

La figure 102 montre en haut à gauche la forme de la masse reconstruite du signal, normalisée à 3 ans à basse luminosité. Comme le nombre d'événements de l'échantillon du signal utilisé ici est beaucoup plus grand que le nombre attendu,

les fluctuations de la distribution ne sont pas réalistes<sup>4</sup>. Ceci est remédié en haut à droite de la figure où l'on a aussi pris en compte les efficacités de reconstruction obtenues avec simulation complète. Le graphique au centre à gauche de la figure 102 montre la distribution de masse reconstruite pour le signal avec bruit de fond après l'imposition d'un veto de 30 GeV et d'une coupure de 400 GeV sur l'énergie des jets avant. Le bruit  $W$ +jets a été doublé et le bruit  $t\bar{t}$  a été augmenté de 50% pour le graphique de droite. Les deux graphiques en bas de la figure 102 montrent les distributions équivalentes lorsque le seuil du veto est de 20 GeV. Les probabilités ( $P_{KS}$ ) que les distributions soient compatibles avec la distribution mère sont inférieures à  $10^{-12}$  et  $10^{-8}$  pour le graphique de gauche et le graphique de droite.

Le signal étant plus clair lorsque  $M_H=800$  GeV, les probabilités sont toutes inférieures à celles obtenues avec  $M_H=1$  TeV.

### 8.2.2 Conclusion pour $M_H > 800$ GeV

Le signal de prédilection pour la découverte d'un Higgs ayant une masse supérieure à 800 GeV est  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ . Avec les coupures centrales élevées en  $p_T$ , le veto de jets et l'étiquetage de jets avant, on a ici démontré qu'il était possible d'extraire ce signal après trois ans à basse luminosité et ce, avec des valeurs de  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  très élevées. Cependant, la forme de la distribution de la masse reconstruite du bruit de fond est semblable à celle du signal. Comme la normalisation des bruits de fond est sujette à d'importantes incertitudes, on doit être prudent quant à l'interprétation de ces significations statistiques. Malgré tout, le fait que les rapports signal sur bruit soient importants nous permet d'avoir tout à fait confiance qu'un Higgs lourd serait découvert avec les coupures centrales élevées en  $p_T$ .

---

<sup>4</sup>Les fluctuations dans la distribution du bruit de fond sont ici surestimées. Les probabilités obtenues seront donc conservatrices.

Pour rendre ces conclusions plus robustes, un deuxième ensemble de coupures centrales ayant des  $p_T$  plus bas, a été choisi. Avec ces coupures, la forme du bruit de fond présente un pic de masse à des valeurs plus basses. Il est alors possible de suivre l'évolution de la distribution de masse reconstruite en faisant varier le seuil en énergie des jets avant. Le test de Kolmogorov-Smirnov a été utilisé pour évaluer la probabilité que les distribution obtenues après double étiquetage de jets avant soient compatibles avec la distribution sans étiquetage. Les probabilités obtenues correspondent à des valeurs de  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  gaussiennes supérieures à 7. Lorsque les données seront disponibles, on pourrait donc confirmer l'existence d'un Higgs lourd et notre compréhension des bruits de fond non seulement par le nombre d'événements mais aussi par l'évolution de la distribution de masse en fonction des coupures.

### 8.3 Résultats $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ pour $M_H=600$ GeV

Nous tenterons, dans cette section d'étendre le canal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  à des masses du Higgs plus basses. Comme on l'a vu au chapitre 2, le canal "doré" (4 leptons) est extrêmement propre pour un Higgs ayant une masse inférieure à 600 GeV. Pour une masse  $\sim 600$  GeV, la découverte du Higgs pourrait se faire simultanément par l'observation des canaux "dorés",  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$  et  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ . En plus de confirmer la découverte du Higgs de 600 GeV, le signal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  pourrait vérifier les propriétés du Higgs. En effet, le couplage du Higgs aux bosons vecteurs, par exemple, peut être évalué grâce à la présence des jets avant.

Les efficacités de reconstruction pour un Higgs de 600 GeV avec coupures centrales basses en  $p_T$  sont représentées au tableau 35.

Les valeurs de  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  et rapports signal sur bruit sont donnés au tableau 36. Ces valeurs ont été obtenues avec un veto de 20 GeV, un seuil sur l'énergie des

	Higgs	$t\bar{t}$ $p_T >$ 120 GeV	W+jets $p_T >$ 100 GeV	WW $p_T >$ 50 GeV
# Événements	10000	2 400 000	5 200 000	255000
Coupures Centrales bas $p_T$ et $m_W \pm 10$ GeV	29.3%	1.7%	.2%	.8%
# Événements	2932	40946	7855	2067
Veto 20 GeV	61.6%	7.4%	44.0%	56.4%
Veto 30 GeV	66.4%	14.7%	54.0%	65.6%
# Événements				
Veto 20 GeV	1807	3046	3447	1167
E jet avant > 300 GeV	46.8%	3.0%	0.9%	0.3%
# Événements	846	90	31	3

Tableau 35. Efficacités des coupures pour le signal ( $M_H=600$  TeV) et les bruits de fonds à basse luminosité.

jets avant de 300 GeV, et en tenant compte des efficacités de reconstruction avec simulation complète. Une signification statistique supérieure à 8 est obtenue même en doublant le bruit de fond. On remarque encore une fois (figure 103) que la distribution de masse reconstruite du bruit de fond est semblable à celle du signal. On répète donc l'exercice d'abaisser le  $p_T$  des coupures centrales pour faire descendre le pic de masse du bruit de fond. Les nouvelles coupures sont données au tableau 37. La figure 104 montre l'évolution de la forme de la distribution de la masse reconstruite pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. L'émergence d'un deuxième pic de masse est clairement visible.

	Higgs	$t\bar{t}$ $p_T > 120 \text{ GeV}$	W+jets $p_T > 100 \text{ GeV}$		
# Événements	10000	2 400 000	5 200 000	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{B}$
3 ans Basse Lumi.	1870	2250000	10400000		
$M_H = 600 \text{ GeV}$	142	90	60	11.6	.95
Bruit doublé	142	180	120	8.2	.47

Tableau 36. Signification statistique et rapport signal sur bruit en tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète avec bruit d'empilement pour  $M_H=600 \text{ GeV}$ . On montre aussi les résultats obtenus si on double les bruits de fond.

#### 8.4 Lissages de la masse et de la largeur du Higgs

Ayant observé un pic dans la distribution de la masse reconstruite, il importera de déterminer si les observations sont compatibles avec l'hypothèse d'un Higgs lourd. Il s'agira donc d'évaluer la position, la largeur et l'amplitude de ce pic. Pour évaluer de façon approximative notre capacité à extraire ces paramètres, des lissages ont été réalisés sur les distributions du bruit de fond et du signal.

La distribution du bruit de fond avant l'étiquetage des jets a été lissée avec une exponentielle. Le signal à quant à lui été lissé à l'aide d'une Breit-Wigner avec une largeur qui est fonction  $(M_H)^3$  et dont l'amplitude est une fonction exponentielle décroissante de la masse de  $M_H$ :

$$f(x) = \frac{a \cdot e^{-k \cdot x} \cdot \frac{b \cdot (\frac{x}{1000})^3}{2\pi}}{\frac{(b \cdot (\frac{x}{1000})^3)^2}{4} + (x - c)^2} \quad (8.1)$$

La constante  $k$  a été évaluée au préalable et est fixée pour tous les lissages. La figure 105 représente, à gauche, les lissages réalisés sur les distributions de la masse du signal pour  $M_H=600, 800$  et  $1000 \text{ GeV}$ . Les deux paramètres laissés

Coupures	$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$
Coupures Leptons	$p_T^l, p_T^\nu > 30 \text{ GeV}$ $p_T^{W-l\nu} > 100 \text{ GeV}$
Coupures Jets	$p_T^{W-jj} > 100 \text{ GeV}$ 2 jets de $p_T^j > 30 \text{ GeV}$ avec $\Delta R=9.2$
Coupure Masse	$m_W \pm 10 \text{ GeV}$

Tableau 37. Coupures abaissées en  $p_T$  pour  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  avec  $M_H=600 \text{ GeV}$ .

libres représentent la valeur centrale (c) et la hauteur de la distribution (a). Le paramètre b a été fixé à 500 GeV. On remarque que, malgré les coupures, la forme du signal obéit bien approximativement à la forme analytique théorique. À droite de la figure, on donne les lissages réalisés sur les distributions du signal et du bruit de fond. Les paramètres laissés libres sont la hauteur et la valeur centrale de la Breit-Wigner et la hauteur de l'exponentielle du bruit de fond. L'erreur sur les valeurs centrales du pic obtenue des lissages est inférieure à 5% de la masse reconstruite. L'erreur sur la hauteur du pic est d'environ 20%. Pour la figure 106, le valeur centrale du pic (paramètre c) a été fixée alors que la largeur, qui dépend du paramètre b, a été lissée. On remarque une erreur importante d'environ 30% sur ce paramètre.

### 8.5 Résultats $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

Comme on l'a vu au chapitre 2, le taux de production du signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  est environ 6 fois inférieur à celui du signal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ . Par conséquent, bien que le bruit  $t\bar{t}$  ne soit plus important, ce signal n'est pas en mesure de rivaliser avec  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  comme signal de découverte.

Néanmoins, son étude peut-être intéressante si elle permet de confirmer la présence d'un signal avec des bruits de fond différents ou de tester les propriétés du boson de Higgs.

Coupures	$H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$
Coupures	$p_T^l > 100 \text{ GeV}$
Leptons	$p_T^{Z \rightarrow ll} > 300 \text{ GeV}$
Coupures	$p_T^{Z \rightarrow jj} > 300 \text{ GeV}$
Jets	2 jets de $p_T^j > 50 \text{ GeV}$ avec $\Delta R = 0.2$
Coupure Masse $Z \rightarrow ll$	$m_Z \pm 8 \text{ GeV}$
Coupure Masse $Z \rightarrow jj$	$m_Z \pm 15 \text{ GeV}$

Tableau 38. Coupures élevées en  $p_T$  pour  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ .

Les coupures centrales avec  $p_T$  élevés utilisées pour ce signal sont données au tableau 38. Les coupures basses en  $p_T$  ont été données au tableau 33. On y rajoute une coupure sur la masse reconstruite du Z en deux leptons. Les efficacités pour les coupures centrales élevées en  $p_T$  et le double étiquetage de jets sont données au tableau 39. Comme il n'y a plus de bruit  $t\bar{t}$ , on peut se passer du veto des jets centraux. Le nombre d'événements des bruits ZZ et WZ correspond à environ 10% du nombre d'événements Z+jets avant l'étiquetage de jets avant. Après étiquetage, ces bruits sont négligeables.

Après trois années à basse luminosité, on trouve que la signification statistique pour ce signal est inférieure à 3 pour  $m_H \geq 800 \text{ GeV}$ . Il faut donc examiner ce qu'on peut espérer à haute luminosité. Le tableau 40 donne les valeurs de  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  et rapports S/B pour une année à haute luminosité avec les coupures en  $p_T$  élevées pour  $m_H = 1 \text{ TeV}$  et  $m_H = 800 \text{ GeV}$ . À la dernière rangée, pour chacune de ces masses, on trouve les résultats obtenus en tenant compte des efficacités de



	Higgs $M_H=1$ TeV	Higgs $M_H=800$ GeV	Z+jets $p_T > 100$ GeV
# Événements	5000	5000	5 000 000
Coupures Centrales haut $p_T$ avec coupure de masse	22.2%	13.9%	.02%
# Événements (Méthode 2)	1111	697	1013
Efficacité d'Étiquetage			
2 Jets $E > 300$ GeV	30.0%	26.5%	.8%
# Événements	333	185	8
2 Jets $E > 600$ GeV	15.9%	12.9%	<.2%
# Événements	177	90	2

Tableau 39. Efficacités des coupures pour le signal ( $M_H \geq 800$  GeV) et les bruits de fonds. On ne tient pas compte des efficacité obtenues avec simulations complètes.

reconstruction pour un seuil de 300 GeV sur l'énergie des jets avant. Le nombre de jets avant provenant du bruit d'empilement (ou faux jets) est indiqué entre parenthèses. Comme on l'a dit auparavant, une coupure de 600 GeV sur l'énergie des jets réduirait de façon considérable le nombre de faux jets. Bien que la signification statistique soit ici assez conséquente, on trouve encore que, pour les coupures en  $p_T$  élevées, la forme du bruit de fond est semblable à celle du signal. Les valeurs de  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  et rapports S/B pour les coupures en  $p_T$  basses sont données au tableau 41. On y montre aussi les résultats pour une masse du Higgs de 600 GeV. Dans ce cas, l'ajout des faux jets venant du bruit d'empilement réduit la signification statistique à moins de 5.

La forme de la distribution de la masse reconstruite pour un Higgs de 1 TeV

	Higgs	Z+jets p <sub>T</sub> >100 GeV		
# Événements	5000	5 000 000	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{B}$
1 an Haute Lumi.	260	4 800 000		
$M_H = 1000$ GeV				
(Jets avant 600 GeV)	9.2	2	6.5	4.6
(Jets avant 300 GeV)	17.3	8	6.1	2.2
Avec efficacités	14.7	6.4 + (12 fj)*	3.4	0.8
$M_H = 800$ GeV				
(Jets avant 600 GeV)	9.4	2	6.6	4.7
(Jets avant 300 GeV)	19.2	8	6.8	2.4
Avec efficacités	16.3	6.4 +(12 fj)	3.8	0.9

Tableau 40. Signification statistique et rapport signal sur bruit pour  $M_H=1000$  GeV. Pour chaque masse, la dernière rangée tiens compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète avec bruit d'empilement

avec le bruit de fond est donnée à la figure 107. Cette distribution est obtenue avec un seuil de 300 GeV sur l'énergie des jets avant. Pour le graphique du milieu, on a tenu compte des efficacités de reconstruction à haute luminosité, sans toutefois ajouter les faux jets venant du bruit d'empilement. Pour cette distribution, le test de Kolmogorov-Smirnov résulte en une probabilité inférieure à  $10^{-4}$  que cette distribution soit compatible avec celle du graphique du haut. Aussi, le nombre d'événements du signal est représentatif de ce qui est attendu et par conséquent, les fluctuations sont réalistes. Lorsque les faux jets sont ajoutés (distribution du bas), la probabilité K-S devient inférieure à  $10^{-3}$ .

Pour  $m_H=800$  GeV la distribution de la masse reconstruite (figure 108) montre plus clairement un signal. Cette distribution est obtenue avec un seuil

	Higgs	Z+jets $p_T > 100$ GeV		
# Événements	5000	5 000 000	$\frac{s}{\sqrt{B}}$	$\frac{s}{B}$
1 an Haute Lumi.	260	4 800 000		
$M_H = 1000$ GeV				
(Jets avant 600 GeV)	15.5	27	3.0	0.6
(Jets avant 300 GeV)	28.8	102	2.9	0.3
Avec efficacités	24.5	$81.6 + (101 \text{ fj})^*$	1.8	0.1
$M_H = 800$ GeV				
(Jets avant 600 GeV)	24.9	27	4.8	0.9
(Jets avant 300 GeV)	48.7	102	4.8	0.5
Avec efficacités	41.4	$81.6 + (101 \text{ fj})$	3.1	0.2
$M_H = 600$ GeV				
(Jets avant 600 GeV)	28.3	27	5.4	1.0
(Jets avant 300 GeV)	60.9	102	6.0	0.6
Avec efficacités	51.8	$81.6 + (101 \text{ fj})$	3.8	0.3

Tableau 41. Signification statistique et rapport signal sur bruit en tenant compte des efficacités obtenues précédemment avec simulation complète avec bruit d'empilement pour  $M_H \geq 600$  GeV. On montre aussi les résultats obtenus si on double les bruits de fond.

de 300 GeV sur l'énergie des jets avant. Le graphique du haut donne la distribution obtenue sans tenir compte des efficacités. Ces efficacités sont prises en compte pour la distribution du centre à l'exception de faux jets. Le test de Kolmogorov-Smirnov donne une probabilité inférieure à  $10^{-6}$  que cette distribution soit compatible avec celle du graphique du haut de la figure précédente. Finalement, le graphique du bas tient compte des faux jets provenant du bruit d'empilement. La probabilité K-S est maintenant inférieure à  $10^{-4}$ .

### 8.5.1 Conclusion pour le signal $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

Le signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  ne peut être considéré comme un signal de découverte pour un Higgs de masse  $\geq 800$  GeV. Son observation nécessite au moins un an à haute luminosité. Avant d'inclure les jets provenant du bruit d'empilement, des valeurs de  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  près de 6 ont été obtenues pour des masses de 800 GeV et de 1 TeV. La présence de faux jets pour une coupure en énergie de 300 GeV diminue cette signification statistique en dessous de 4. Le taux de faux jets pour une coupure en énergie de 600 GeV sur les jets avant n'a pu être mesuré à cause du manque de statistiques, mais une extrapolation à partir du taux d'étiquetage simple nous permet de croire qu'il serait négligeable. Malgré tout, à cause de l'incertitude sur la section efficace du bruit de fond, une observation claire de ce signal avec une signification statistique supérieure à 5 nécessiterait probablement 2-3 années à haute luminosité.

Un aspect intéressant du signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  est précisément son nombre limité d'événements, par rapport au signal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ . En effet, ceci permettrait, lors de la mise en marche de l'accélérateur, d'étudier les caractéristiques du bruit W+jets en étudiant le bruit Z+jets qui, lui, contient très peu de signal.

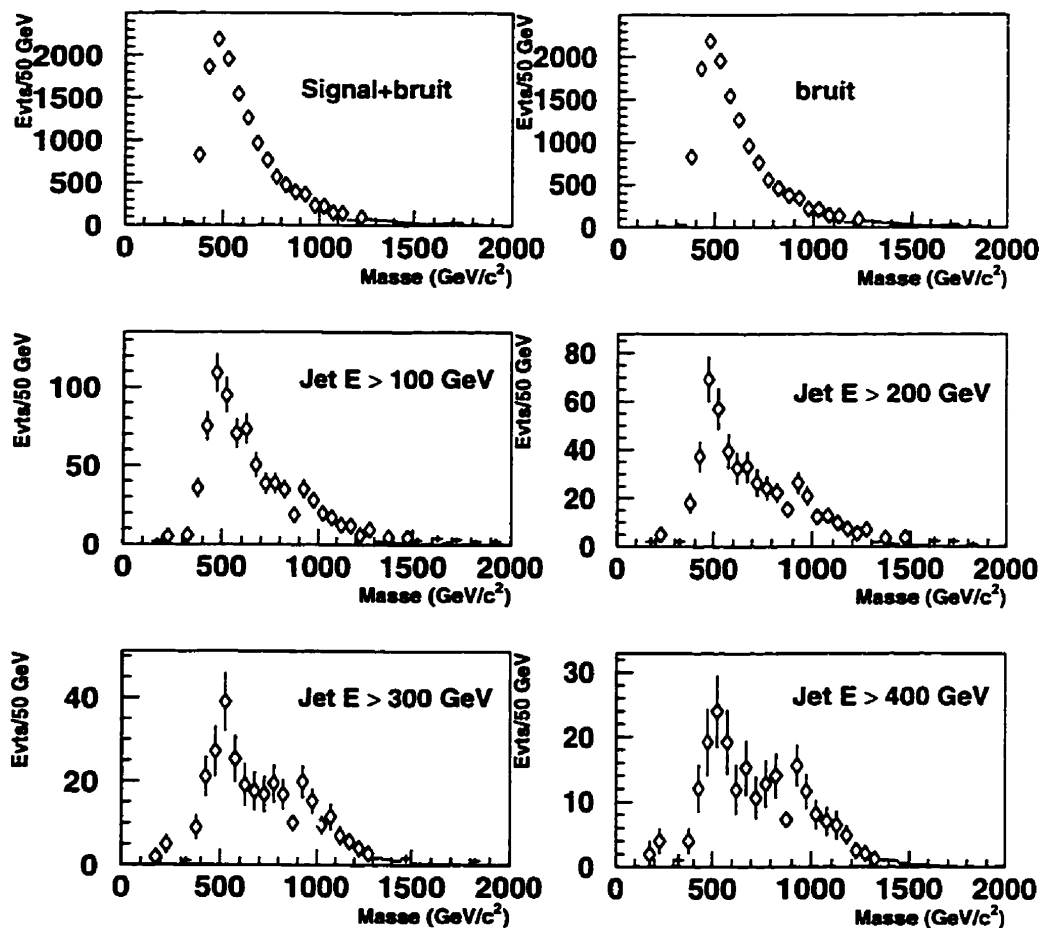


Figure 99. Forme de la distribution de la masse reconstruite après l'imposition des coupures centrales en  $p_T$  basses pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 1 TeV. Le bruit est ici constitué de  $W$ +jets et  $t\bar{t}$ .

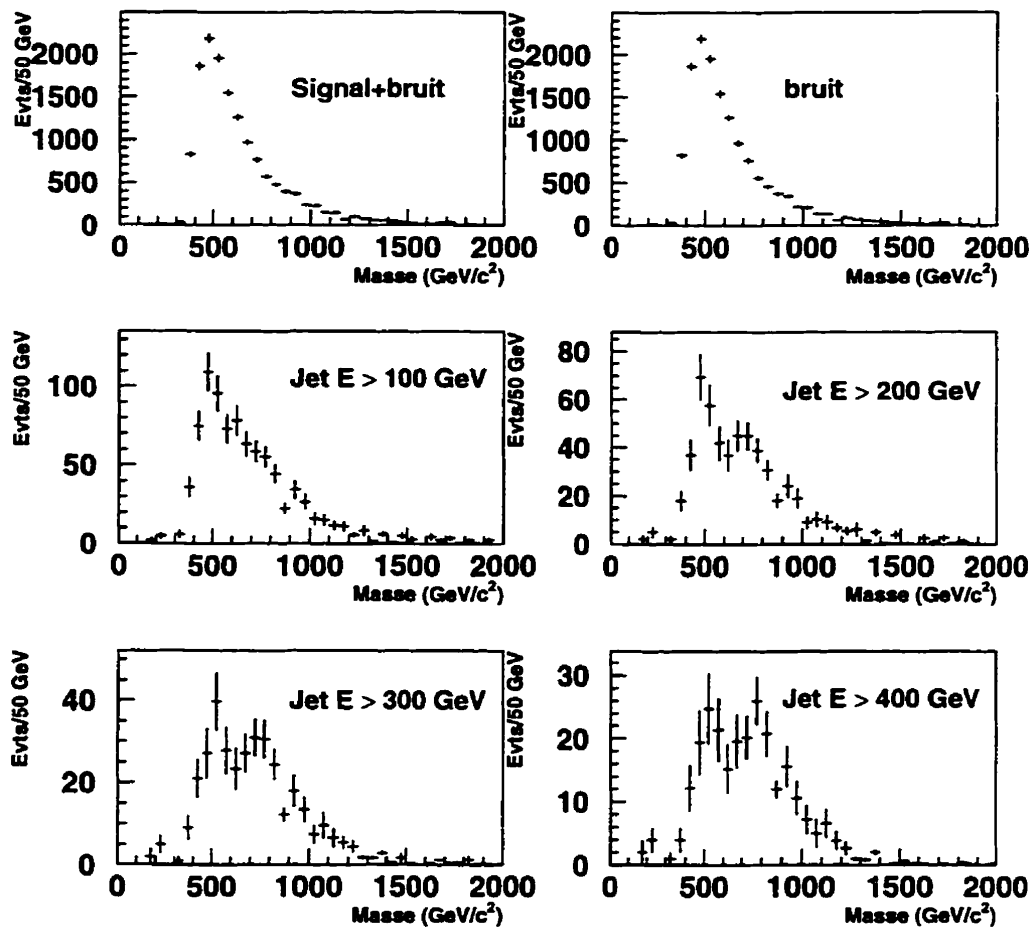


Figure 100. Forme de la distribution de la masse reconstruite après l'imposition des coupures centrales en  $p_T$  basses pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 800  $\text{GeV}$ . Le bruit est ici constitué de  $W$ +jets et  $t\bar{t}$ .

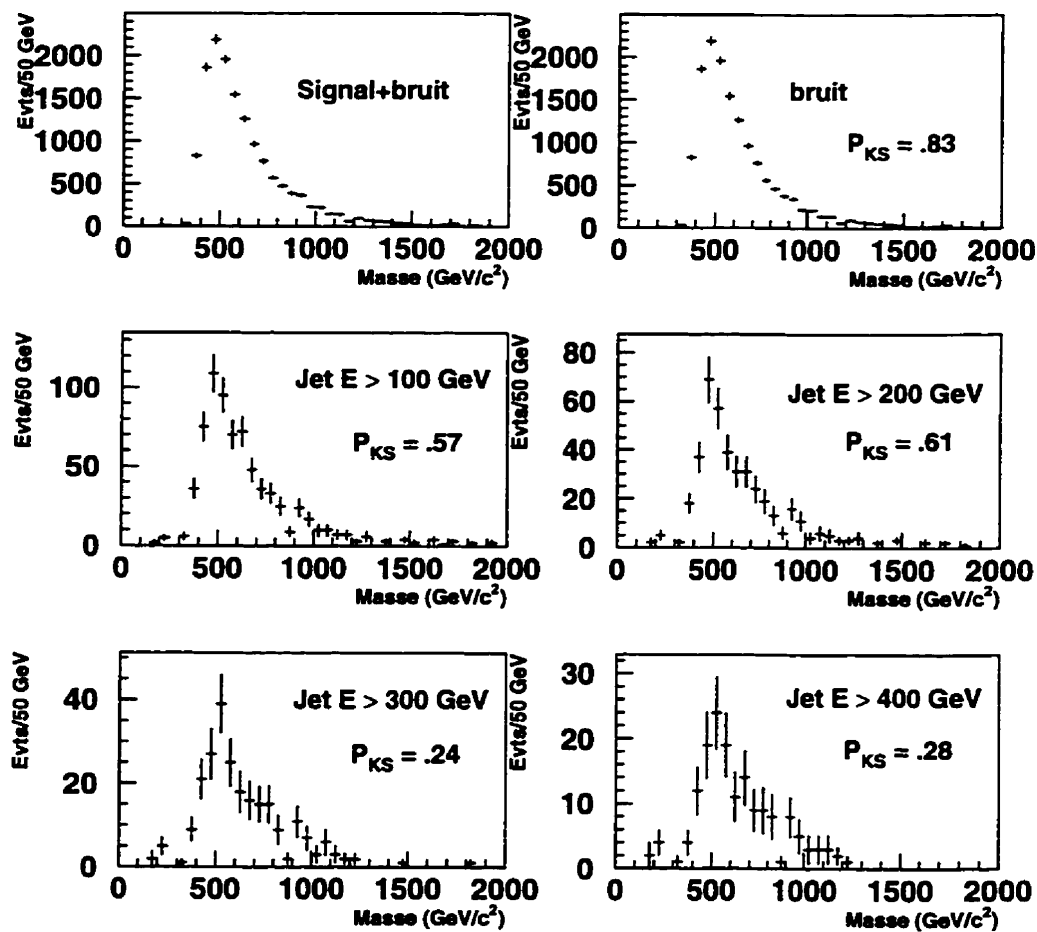


Figure 101. Forme de la distribution de la masse reconstruite du bruit de fond après l'imposition des coupures centrales en  $p_T$  basses pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant.

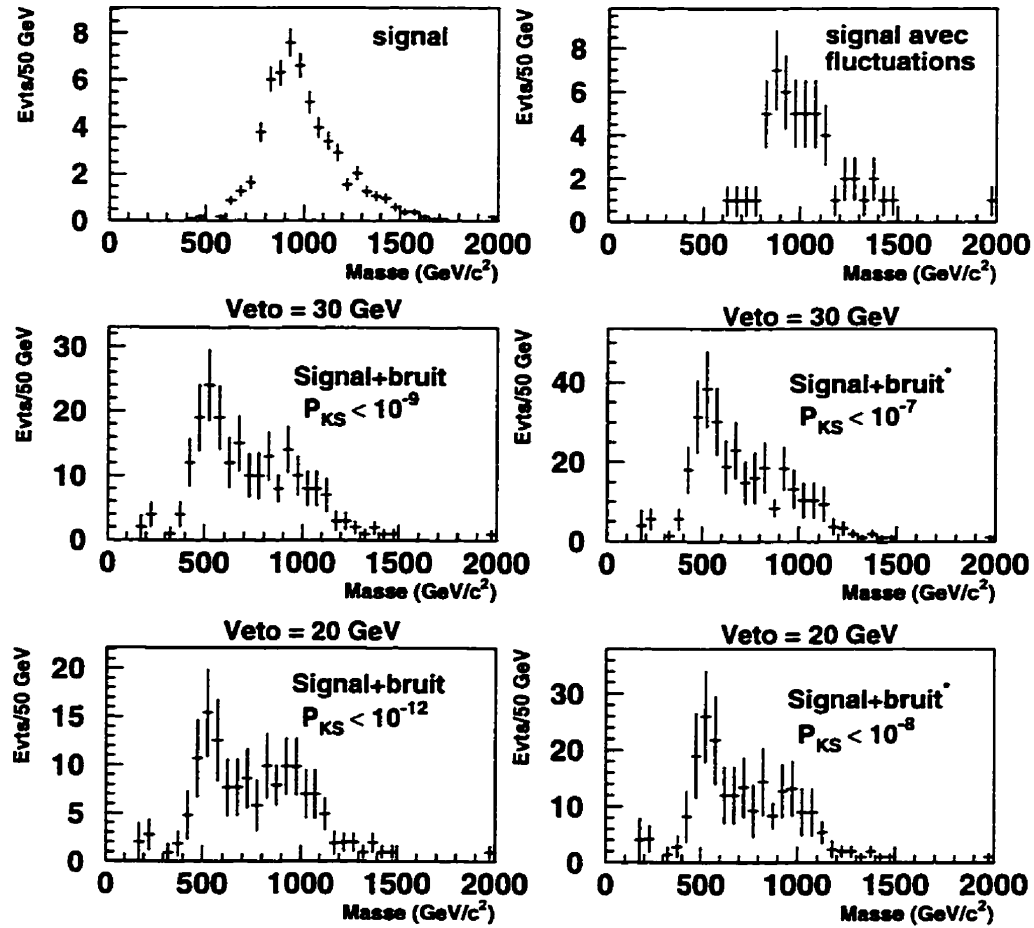


Figure 102. Forme de la distribution de la masse reconstruite après l'imposition des coupures centrales en  $p_T$  basses pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 1 TeV.



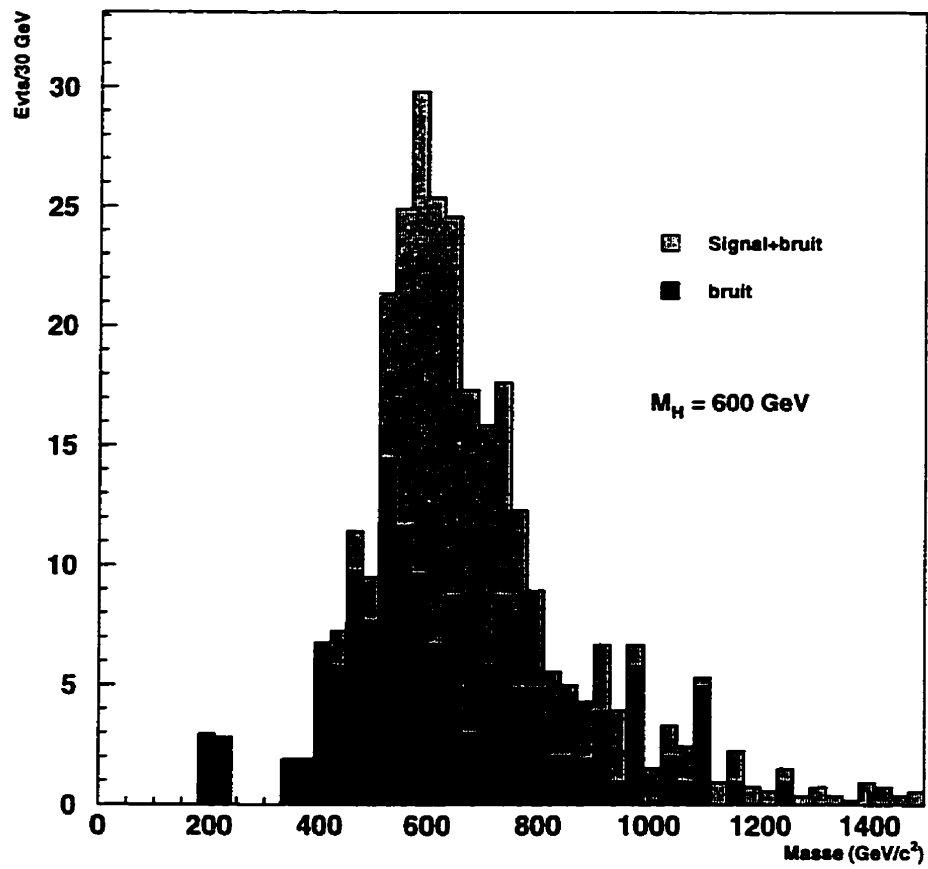


Figure 103. La distribution de la masse reconstruite pour  $M_H=600$  GeV.

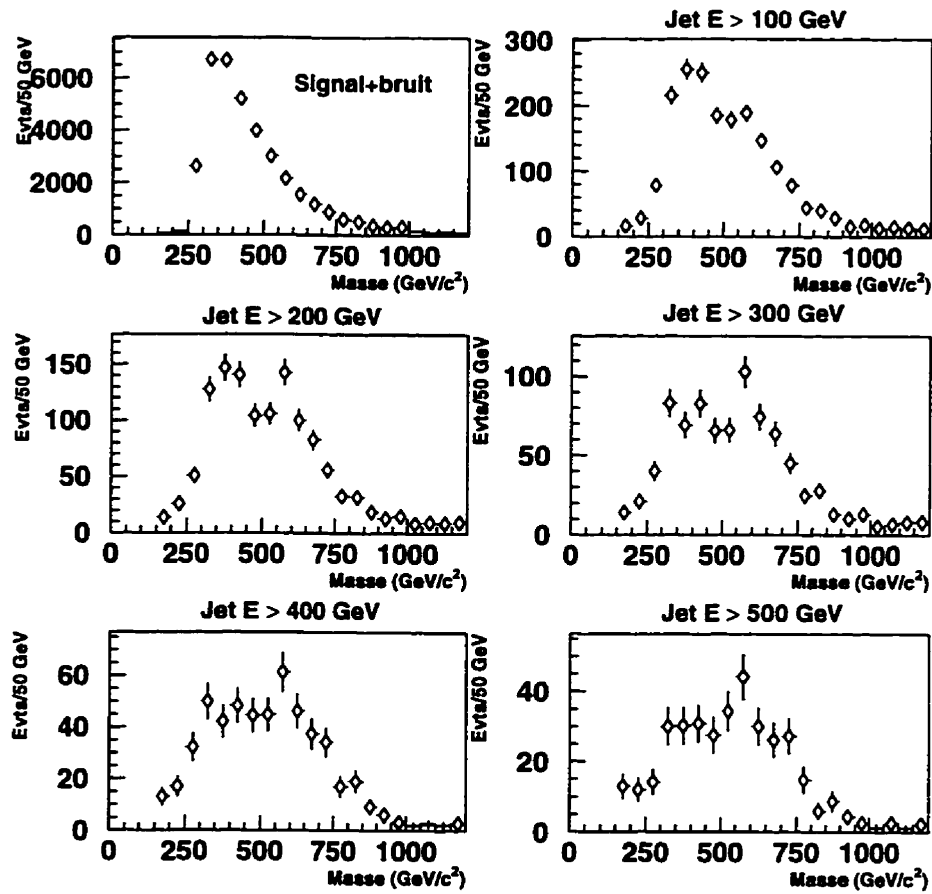


Figure 104. Forme de la distribution de la masse reconstruite après la diminution en  $p_T$  des coupures centrales pour différentes coupures sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 600  $\text{GeV}$ .

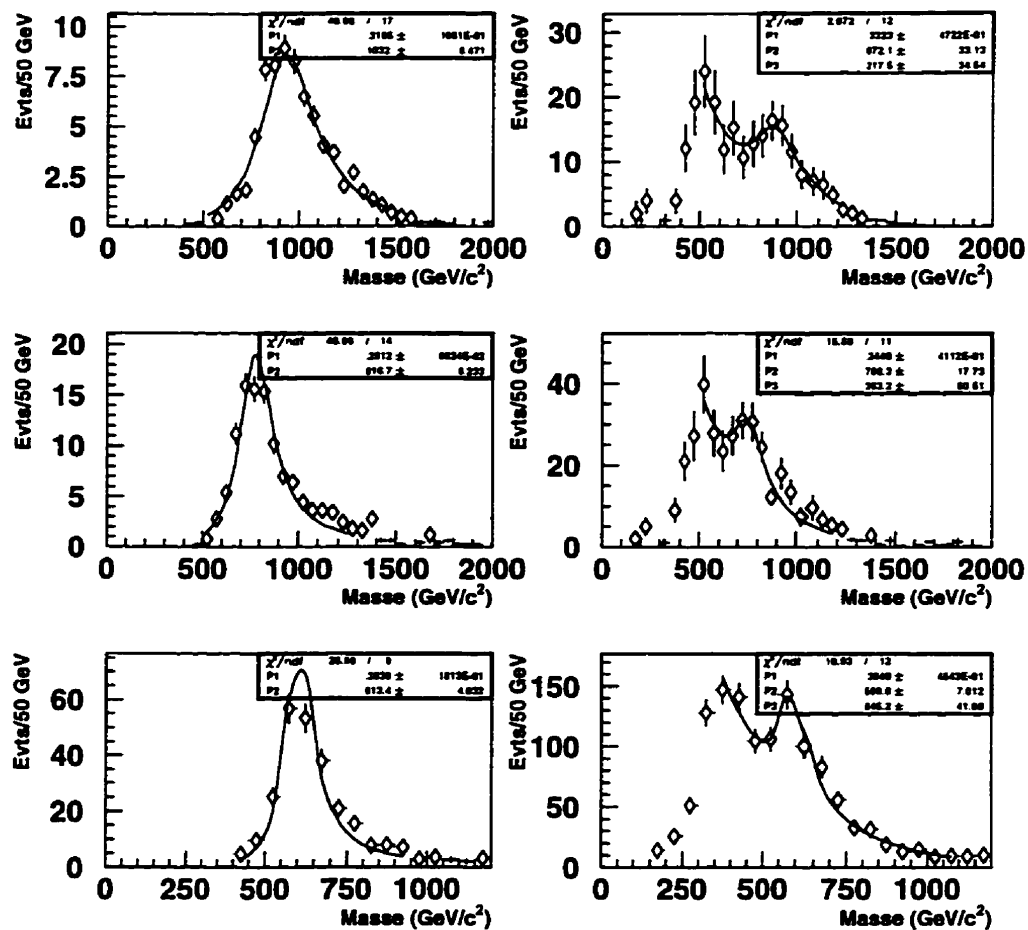


Figure 105. Distribution de masse reconstruite lissée pour le signal (à gauche) et pour le signal avec bruit de fond (à droite). On lisse la hauteur du signal et du bruit de fond ainsi que la valeur centrale du pic de masse du signal.

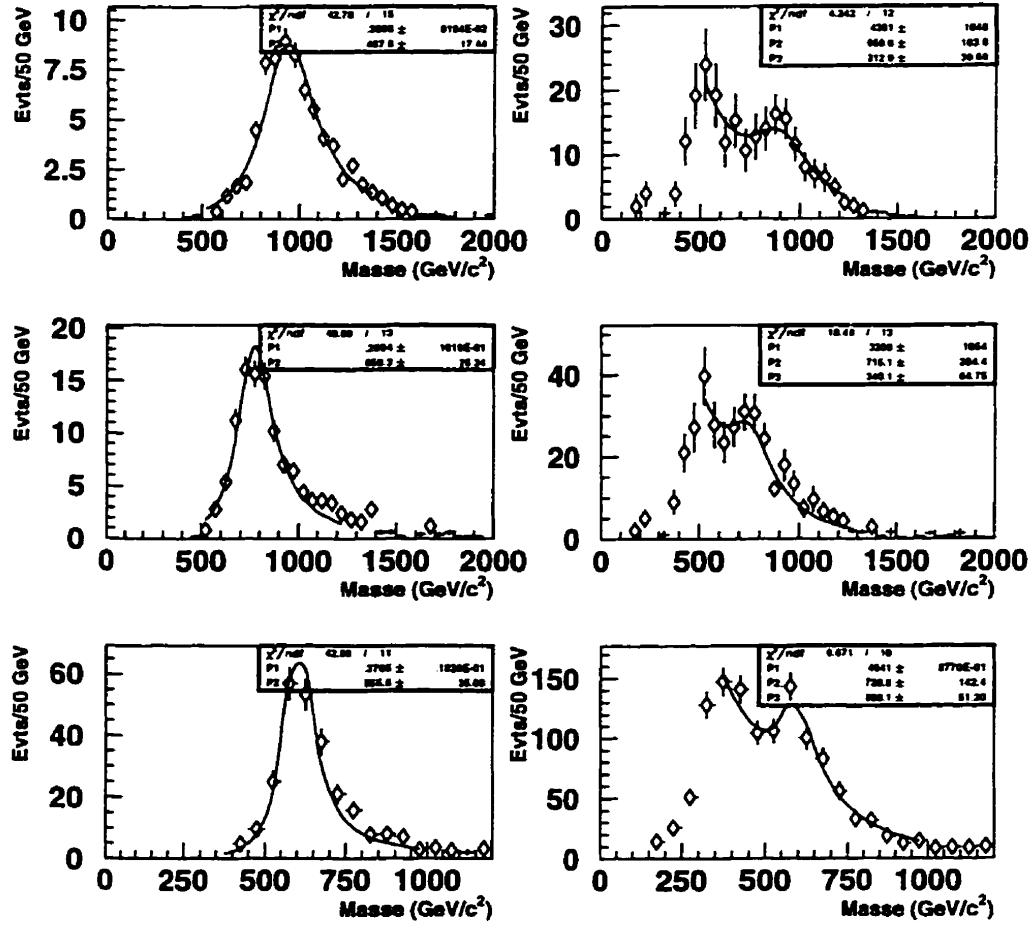


Figure 106. Distribution de masse reconstruite lissée pour le signal (à gauche) et pour le signal avec bruit de fond (à droite). On lisse la hauteur du signal et du bruit de fond ainsi que le paramètre  $b$ , qui dépend de la largeur du pic du signal.

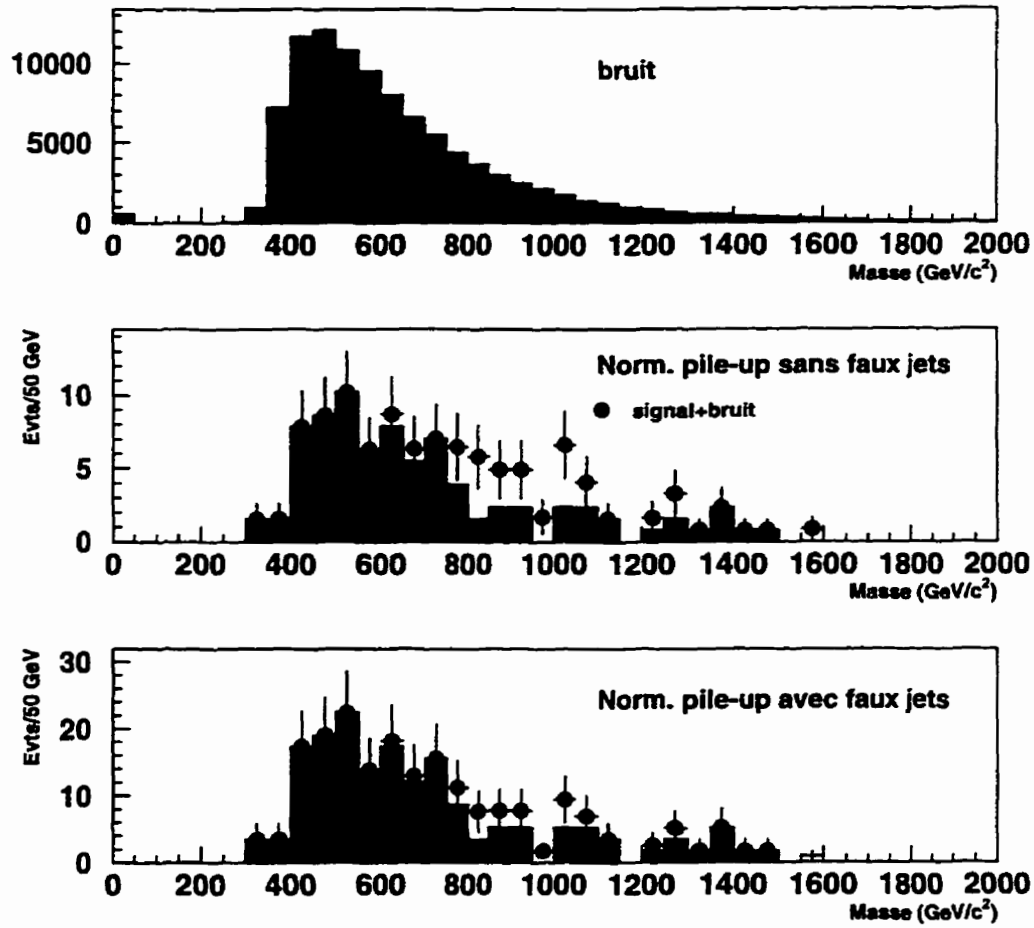


Figure 107. Forme de la distribution de la masse reconstruite pour  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  après l'imposition des coupures centrales en  $p_T$  basses pour une coupure de 300 GeV sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 1 TeV.

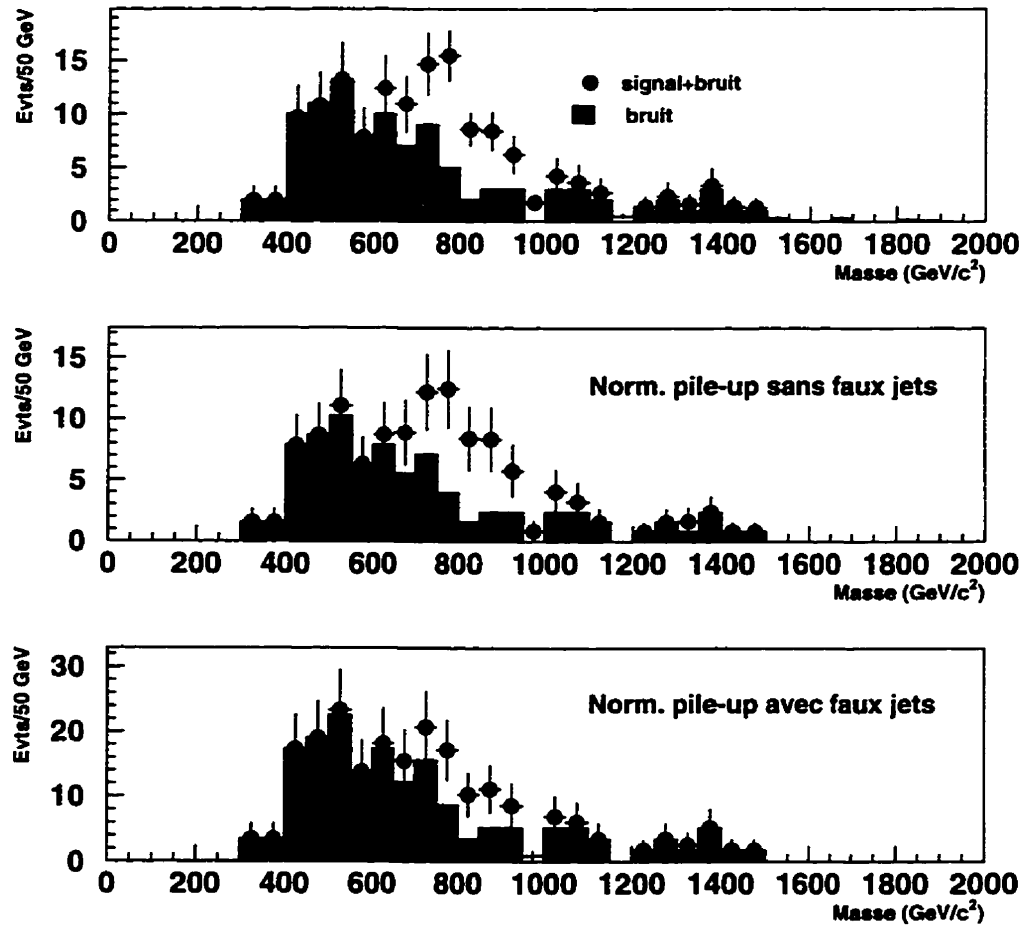


Figure 108. Forme de la distribution de la masse reconstruite pour  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  après l'imposition des coupures centrales en  $p_T$  basses pour une coupure de 300 GeV sur l'énergie des jets avant. La masse du Higgs est de 800 GeV.

## Conclusion

L'étude de la "physique du TeV" va, sans aucun doute, dominer la scène de la physique des particules au début du siècle prochain. Le détecteur ATLAS au LHC du CERN devra relever ce défi. Il est donc impératif non seulement de s'assurer qu'il sera capable de mesurer les processus rares, mais aussi de comprendre les limites de sa performance.

L'objet de la présente thèse est donc d'évaluer le potentiel de découverte d'un Higgs lourd avec une modélisation précise du bruit d'empilement et des simulations détaillées du détecteur, y compris le développement des gerbes dans les calorimètres.

Dans un premier temps, une simulation détaillée utilisant GEANT a été entreprise pour la conception et l'évaluation des performances du calorimètre bouchon d'ATLAS. Les codes de transport hadronique ont été comparés aux tests en faisceau. De premières études sur la reconstruction de jets et sur les facteurs pouvant influencer la résolution en énergie ont été effectuées.

Ensuite, une méthode pour produire du bruit d'empilement d'événements minimum bias a été élaborée et les effets de ce bruit ont été étudiés. On y a constaté d'importantes corrélations latérales et longitudinales dans le dépôt d'énergie des cellules du calorimètre. Ces études ont mis en évidence les faiblesses des méthodes approximatives utilisées dans le passé et l'importance d'avoir une modélisation réaliste du bruit d'empilement.

Dans le but d'étudier la reconstruction de jets dans l'environnement à haute luminosité du LHC, le bruit d'empilement a été alors ajouté à des événements

QCD. Comme on pouvait s'y attendre, on a trouvé que ce bruit affecte peu les jets de haute énergie mais qu'il a un effet important sur les jets de basse énergie. Se pose donc le problème d'effectuer des coupures pour réduire ce bruit, et d'étalonner le calorimètre. L'évolution de l'échelle d'énergie des jets pour différentes coupures sur l'énergie transverse des cellules et en fonction des  $p_T$  des jets a été étudiée. On a montré que l'échelle d'énergie pour les jets de bas  $p_T$  est très sensible au bruit d'empilement.

Cela nous amène à l'étude des jets dans la région avant et à l'application d'un veto de jets dans la région centrale. Ces études ont en commun la reconstruction de jets de bas  $p_T$ . Une simulation GEANT très détaillée du calorimètre avant ainsi que de la zone entourant le faisceau a été utilisée pour étudier l'efficacité de reconstruction des jets avant. On a montré que le programme de simulation rapide ATLFast reproduisait bien l'efficacité d'étiquetage des jets avant jusqu'à une pseudorapidité d'environ 4.0. Au delà, le développement des gerbes dans le calorimètre commence à avoir un effet important sur la reconstruction de ces jets. Pour réduire le nombre de faux jets reconstruits en présence du bruit d'empilement, on a imaginé des coupures basées sur la "signifiante" des cellules et des groupes de cellules. L'efficacité de veto dans la région centrale est légèrement inférieure, pour les événements de Higgs lourd, avec simulation complète qu'avec simulation rapide alors que l'efficacité de veto pour les bruits fond semble être bien modélisée. On a montré que l'addition du bruit d'empilement réduisait de beaucoup l'efficacité de veto pour des seuils en énergie transverse des jets inférieurs à 25 GeV. Un seuil de 30 GeV en  $p_T$  a donc été choisi pour l'imposition d'un veto à haute luminosité.

Enfin, la reconstruction de la masse invariante d'une paire de jets ( $W \rightarrow \text{jet-jet}$ ) a été étudiée pour différents régimes d'impulsions transverses. Pour cela, on a développé différents algorithmes. Pour des  $W$  de haut  $p_T$ , on a observé une dépendance de la masse reconstruite à l'énergie du  $W$ . Cette reconstruction a



été aussi étudiée dans le contexte de la désintégration du quark top, car une fois l'accélérateur en marche, l'information disponible sur la reconstruction  $W \rightarrow \text{jet-jet}$  proviendra essentiellement de cette désintégration. Pour des  $W$  de haut  $p_T$ , comme dans le cas du Higgs lourd, des résolutions sur la masse du  $W$  de 5 GeV à basse luminosité, et de 7 GeV à haute luminosité ont été obtenues. Ces résultats sont en accord avec ATLFast.

Tenant compte des résultats obtenus avec simulation complète du détecteur, le dernier chapitre de cette thèse est consacré à l'évaluation du potentiel de découverte d'un Higgs lourd. Pour le régime de masse de 600 GeV à 1 TeV, où les signaux de prédilection sont  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$ , on a montré qu'il était possible d'atteindre une signification statistique supérieure à 10 après trois années à basse luminosité. Les résultats ont démontré le rôle essentiel joué par le double étiquetage des jets avant. Pour rendre les conclusions de cette étude plus robustes, le  $p_T$  des coupures centrales a été abaissé de manière à pouvoir distinguer de façon claire la forme de la distribution de la masse reconstruite du bruit de fond de celle du signal. Des différences très significatives ont en effet été obtenues lorsqu'on y a appliqué le test de Kolmogorov-Smirnov. La recherche du processus  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$  a aussi été étendue jusqu'à une masse de 600 GeV, là où il rivalise avec les signaux  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu$ . Cela permettrait de confirmer la découverte et de vérifier les couplages relatifs du Higgs aux bosons vectoriels. Avec le signal  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$  seul, il est possible d'observer le Higgs après 3 années à basse luminosité. Enfin le potentiel de découverte du signal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$  a aussi été évalué. On a montré que dans ce cas, environ 2 à 3 ans à haute luminosité seraient nécessaires pour clairement observer ce signal.

Avant d'entreprendre nos études sur le potentiel de découverte d'un Higgs lourd, des analyses avaient déjà été réalisées par Zmushko et collaborateurs. Ils avaient conclu que l'observation d'un Higgs de 1 TeV était possible après une

année à haute luminosité mais les simulations étaient réalisées au niveau particules et les conclusions étaient sujettes à plusieurs incertitudes liées à l'efficacité des coupures utilisées. Les études beaucoup plus détaillées effectuées ici avec simulation complète du détecteur permettent d'étayer leurs résultats et de les préciser.

En résumé, en se basant sur des simulations GEANT détaillées du détecteur ATLAS, nous concluons qu'un Higgs ayant une masse entre 600 GeV et 1 TeV pourra être découvert avec le canal  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  après trois années d'opération du LHC à basse luminosité ( $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$ ).

## Annexe A

### Cinématique de la collision pp

Le LHC est un collisionneur proton-proton dont l'énergie  $\sqrt{s}$  dans le centre de masse atteindra 14 TeV. La nature de la collision entre les partons des protons incidents est déterminée par la liberté asymptotique des quarks et gluons. Pour une impulsion transverse suffisante des partons, un calcul perturbatif est possible. Le rôle des protons est de fournir un flux incident de partons de différentes saveurs et couleurs. Ces flux sont déterminés par la fonction de structure du proton. La section efficace différentielle proton-proton  $d\sigma$  peut être exprimée en fonction de la section efficace parton-parton  $d\hat{\sigma}$ :

$$d\sigma = f_1(x_1)f_2(x_2)dx_1dx_2d\hat{\sigma}(\hat{s},\Omega) = f_1(x_1)f_2(x_2)d\eta\frac{d\hat{s}}{s}d\hat{\sigma}(\hat{s},\Omega) \quad (\text{A.1})$$

où  $f_1(x_1)$  et  $f_2(x_2)$  sont les fonctions de structure des protons représentant la probabilité de trouver un quark de type 1 ou 2 ayant une fraction  $x_1$  ou  $x_2$  de l'impulsion du proton. Ensuite,  $s$  est le carré de l'énergie dans le centre de masse,  $\hat{s}$  le carré de l'énergie du centre de masse dans le système des partons et  $\eta$  la pseudorapidité du système parton-parton. Le paramètre  $\eta$  est limité par

$$\hat{s} \leq s \quad (\text{A.2})$$

$$|\eta| \leq \frac{1}{2} \ln \frac{s}{\hat{s}} \quad (\text{A.3})$$

En utilisant l'approximation d'un polynôme de degré  $n$  en  $x$  pour  $f(x)$ , nous obtenons:

$$d\sigma \propto \left(\frac{s}{\hat{s}}\right)^{n-1} d\eta d\hat{s} d\hat{\sigma}(\hat{s},\Omega) \quad (\text{A.4})$$

De cette équation nous pouvons voir de façon générale que le système parton-parton en interaction est produit avec une dépendance décroissante en  $\hat{s}$  (à moins que la dynamique de production en  $d\hat{\sigma}$  ne compense avec une dépendance croissante en  $\hat{s}$ ) et uniformément en  $\eta$ . Par contre, la dynamique des interactions parton-parton dépend du processus. En particulier, le Higgs et ses produits de désintégration  $ZZ$  ou  $WW$  occupent l'ensemble de la plage de pseudorapidité alors que les quarks diffusés tendent vers les valeurs extrêmes de  $\eta$ . Il est donc important pour un détecteur au LHC de couvrir le plus possible la plage en  $\eta$ .

## Annexe B

### Le Test de Kolmogorov-Smirnov

Le test de Kolmogorov-Smirnov[51] s'applique à des distributions sans intervalles ou sans canaux<sup>1</sup> d'une seule variable indépendante. Les données sont converties en un estimateur  $S_N(x)$  non-biaisé de la fonction de distribution cumulative de la distribution de probabilité. Il s'agit, pour N événements  $x_i$  par exemple, de déterminer la fraction de ces événements où  $x_i$  est plus petit que  $x_k$ , où k est un nombre entier entre 0 et N. Des fonctions de distribution différentes auront des distributions cumulatives différentes mais elles s'entendront toutes pour la valeur de départ, égale à 0, et la dernière valeur, qui est l'intégrale égale à 1.

Le test de Kolmogorov-Smirnov mesure la valeur maximale de la différence absolue entre deux distributions cumulatives. En comparant un ensemble de données  $S_N(x)$  à une distribution cumulative connue  $P(x)$ , la statistique de K-S s'écrit :

$$D = \max |S_N(x) - P(x)| \quad (\text{B.1})$$

où x va de  $-\infty$  à  $+\infty$ . Il est aussi possible de comparer les distributions cumulatives de deux ensembles de données :

$$D = \max |S_{N_1}(x) - S_{N_2}(x)| \quad (\text{B.2})$$

Le niveau de signifiante d'une valeur observée de D, c'est à dire la probabilité

---

<sup>1</sup>le terme anglais est "unbinned distribution"

que les deux distributions soient incompatibles, est donnée par:

$$\text{Prob}(D > \text{observation}) = Q_{KS} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{(N_1 + N_2)}} D \quad (\text{B.3})$$

où

$$Q_{KS}(\lambda) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j-1} e^{-j^2 \lambda^2}$$

est une fonction monotone avec valeurs limites  $Q_{KS}(0)=1$  et  $Q_{KS}(\infty)=0$ .

Le test de Kolmogorov-Smirnov a plusieurs avantages sur la méthodes des Chi-carrés:

- Il ne requiert pas un nombre minimum d'événements par canal. De fait, le test est conçu pour fonctionner sans avoir à construire un histogramme.
- Le test tient non-seulement compte des différences entre canaux adjacents mais aussi du signe de cette différence. De plus, il est sensible à des déviations consécutives du même signe.

L'utilisation de canaux avec le test de Kolmogorov-Smirnov aura pour effet de surestimer la probabilité que deux ensembles de données proviennent de la même distribution. Dans ce cas, le test donne une limite supérieure conservatrice. Du point de vue pratique, pour obtenir de bons résultats avec le test de Kolmogorov-Smirnov, la largeur des canaux ne devrait pas être supérieure aux résolutions expérimentales.

## Bibliographie

- [1] Zmushko et al., ATLAS Internal Note PHYS-NO-008 (1992).
- [2] The Atlas Collaboration, Atlas Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43  
LHCC/P2,(1994).
- [3] F. Halzen, A.D. Martin, Quarks and Leptons, John Wiley and Sons  
,(1984).
- [4] I. Aitchison, A. Hey, Gauge Theories in Particle Physics, Graduate Student Series in Physics, Adam Hilger,(1989) ,(1984).
- [5] T. Cheng and L. Li, Gauge Theory of Elementary Particle Physics, Clarendon Press-Oxford (1984).
- [6] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley (1987).
- [7] P.W.Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132, Phys. Rev. Lett 13 (1964) 508.
- [8] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
- [9] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [10] A. Djouadi, Int. Journal of Modern Physics A, Vol. 10, No. 1 1-63, (1995).
- [11] P. Janot, à apparaître dans Proceedings of the International Europhysics Conference on High-Energy Physics.
- [12] M.Chanowitz, LBNL-40877, (1997).

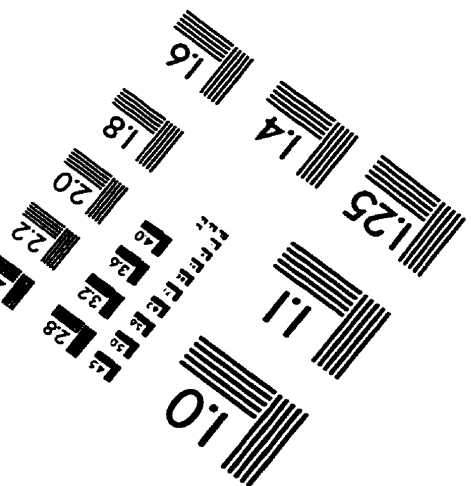
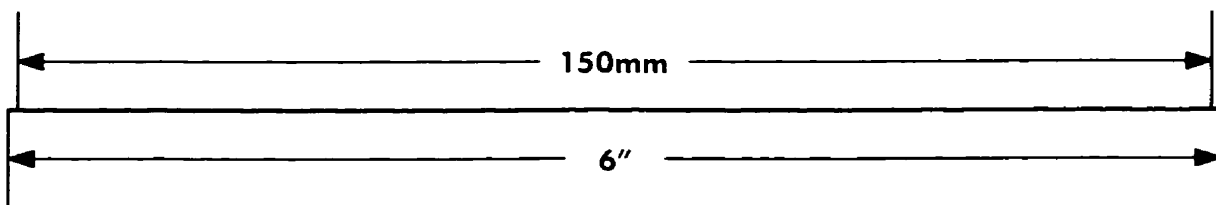
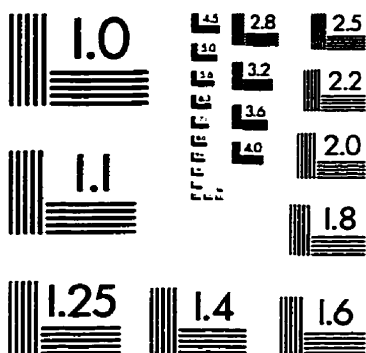
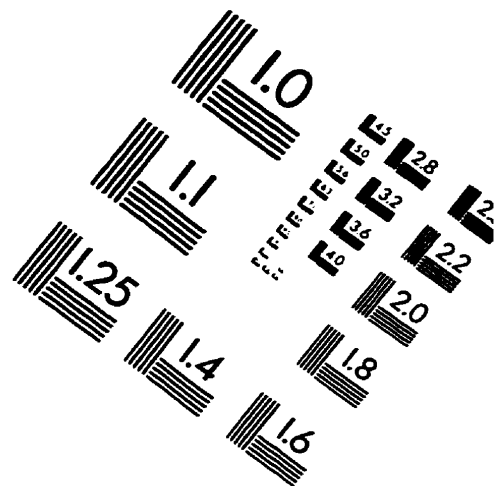
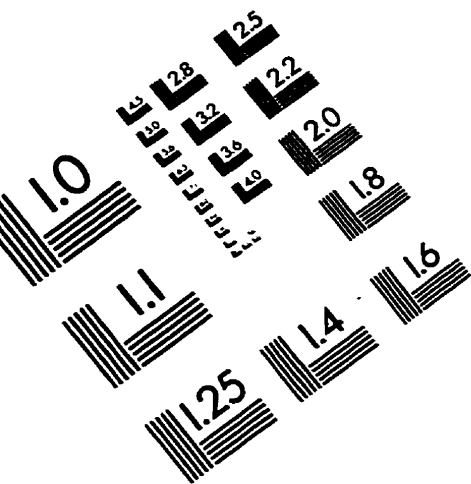
- [13] T.Hambye et al. DESY 97-152, doit apparaître dans Proceedings of the “ECFA/DESY Study on Physics and Detectors for the Linear Collider”, ed. R. Settles, DESY publication DESY 97-123E.
- [14] P.Q. Hung and M. Sher, Phys.Lett.B374:138-144,1996.
- [15] J.Gunion, H. Haber G. Kane and S. Dawson, The Higgs Hunter’s Guide, Addison-Wesley, Menlo Park (1990).
- [16] S. Dawson, Introduction to the Physics of Higgs Bosons, Lectures given at the 1994 Theoretical Advanced Study Institute, Boulder CO, hep-ph/9411325
- [17] M. Herrero, Introduction to the Symmetry Breaking Sector, Lectures given at the XXIII International Meeting On Fundamental Physics, Spain, (1995)
- [18] A. Hasenfratz, Quantum Fields on the Computer, Ed. M. Creutz, (World Scientific, Singapore, 1992), p.125
- [19] R. Phillips, Higgs Searches and WW Scattering, RAL Report RAL-94-048.
- [20] H. Veltman, Phys. Rev. D41 (1990) 2294.
- [21] A. Djouadi. PM-97-32, Oct 1997. 14pp. Contribution à: Joint Particle Physics Meeting on the Fundamental Structure of Matter, Ouranoupolis, Grece, 27-31 Mai 1997
- [22] T. Sjostrand, Pythia 5.7 and Jetset 7.4 Manual, CERN-TH-7112/93
- [23] E.L. Berger, H. Contopanagos, Phys.Lett.B361:115-120,1995
- [24] E. Laenen, J. Smith, W.L.Neerven, Phys.Lett.B321:254-258,1994
- [25] M. Cöbal, D. Costanzo and S. Lami, Internal Note PHYS-NO-84 (1996).



- [26] F.A. Berends, H. Kuijf, B. Tausk, W.T. Giele, Nucl.Phys.B357:32-64,1991
- [27] J. Botts et al., Phys Lett. B304(1993) 159
- [28] E. Richter-Was et al., ATLAS Internal Note PHYS-NO-79 (1996).
- [29] ATLAS Collaboration, Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40.
- [30] ATLAS Collaboration, Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41.
- [31] ATLAS Collaboration, Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-42.
- [32] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume 1, CERN/LHCC/97-16.
- [33] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/97-17.
- [34] ATLAS Collaboration, Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22.
- [35] C. Fabjan and R. Wigmans, Rep. Prog. Phys. 52 p.1519 (1989)
- [36] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, (1993).
- [37] H1 Calorimeter Group, The H1 Liquid Argon Calorimeter System NIM A336 460-498 (1993)
- [38] P. Loch, Thèse de Doctorat (en Allemand), Université d'Hambourg, DESY-FH1K-92-02 (1992)
- [39] J. Colas, M. Pripstein, W.A. Wenzel, Nucl.Instrum.Meth.A294:583-590,1990

- [40] R. Brun and F. Carninati, GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Programming Library Long Writeup W5013 (1993).
- [41] A.E. Kiryunin, ATLAS Internal Note CAL-NO-83 (1996).
- [42] D.C. O'Neil, Master's Thesis, Université d'Alberta (1996).
- [43] P. Savard, Transparents aux réunions HEC, (1996).
- [44] I. Grübmeier et al. (Mainz group), HEC internal note, (1997).
- [45] R.A. Davis and P. Savard, ATLAS Internal Note CAL-NO-84 (1996).
- [46] W.E. Cleland and E.G. Stern, Nucl.Instrum.Meth.A338:467,1994.
- [47] R.A. Davis, D O'Neil, and P. Savard, ATLAS Internal Note CAL-NO-89 (1996).
- [48] P. Savard, ATLAS Internal Note CAL-NO-92 (1997).
- [49] Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 1990 edited by G. Jarlskog and D. Rein, CERN 90-10/ECFA 90-133.
- [50] L. Serin and V. Tisserand, ATLAS Internal Note CAL-NO-73 (1995).
- [51] W.H. Press et al., Numerical Recipes in C, Cambridge University Press, (1988).
- [52] R.D. Field, P.A. Griffin Phys.Rev.D48, 3167-3173, (1993).
- [53] Zmushko et al., ATLAS Internal Note PHYS-NO-103 (1997).

# IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE, Inc  
1653 East Main Street  
Rochester, NY 14609 USA  
Phone: 716/482-0300  
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved

